



Transmission d'électrons chauds, polarisés de spin, dans des jonctions Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur

Nicolas Rougemaille

► To cite this version:

Nicolas Rougemaille. Transmission d'électrons chauds, polarisés de spin, dans des jonctions Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur. Matière Condensée [cond-mat]. Ecole Polytechnique X, 2003. Français. NNT: . tel-00188153

HAL Id: tel-00188153

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00188153>

Submitted on 15 Nov 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique des Solides

par

Nicolas ROUGEMAILLE

**Transmission d'électrons chauds, polarisés de spin,
dans des jonctions Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur**

soutenue le 6 octobre 2003 devant le jury composé de :

MM. M. D'yakonov	
H.-J. Drouhin	
A. Fert	Rapporteur
G. Lampel	Directeur de thèse
J. Peretti	
S. Rousset	Rapporteur
M. Sauvage-Simkin	Présidente
A. Schuhl	

Résumé : L'objectif de ce travail est d'étudier les phénomènes de transport dépendant du spin qui interviennent lorsque des électrons énergétiques et polarisés de spin sont injectés depuis le vide dans une jonction Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur. L'expérience que nous avons réalisée consiste à mesurer l'intensité du courant transmis au travers de la couche magnétique et de la barrière Schottky en fonction de l'énergie d'injection.

Pour des énergies d'injection comprises entre quelques eV et 1 keV au-dessus du niveau de Fermi, nous avons mis en évidence des effets tout à fait inattendus dans des jonctions palladium / fer / arséniure de gallium. D'une part, la transmission (rapport du courant transmis au courant incident) qui est de 10^{-5} environ à basse énergie d'injection augmente sur plus de cinq ordres de grandeur pour des électrons d'énergie 1 keV. On se trouve alors dans une configuration où le courant collecté dans le semi-conducteur est supérieur au courant injecté depuis le vide. D'autre part, et c'est là l'originalité de ce travail, la dépendance en spin de la transmission, observée lorsque l'on modifie l'orientation relative de la polarisation de spin des électrons incidents et de l'aimantation du métal magnétique, augmente sur quatre ordres de grandeur dans le domaine d'énergie sondé.

Ces variations spectaculaires sont dues non seulement à la génération d'électrons secondaires dans la couche métallique, mais surtout à l'élargissement de la distribution en énergie des électrons à l'interface métal ferromagnétique / semi-conducteur. Cet élargissement a pour origine l'augmentation du libre parcours moyen des électrons avec l'énergie, l'apparition de différents mécanismes de collisions (notamment l'excitation de plasmons) qui peuvent devenir prépondérants, et enfin, l'anisotropie de la section efficace de collision qui favorise une diffusion "vers l'avant" lorsque l'énergie des électrons augmente. Ces changements dans les caractéristiques du transport tendent à retarder la relaxation de l'énergie des électrons injectés. Il résulte de ce "réchauffement" de la distribution électronique une augmentation du nombre d'électrons, ayant conservé la mémoire de la polarisation incidente, qui participent au courant transmis dans le semi-conducteur.

Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives dans le domaine de l'injection, du transport et de la manipulation de spin, mais également en matière d'application à la polarimétrie de spin.

Mots clés : transmission d'électrons polarisés de spin ; effet de filtre à spin ; couche mince magnétique ; jonction Schottky magnétique ; détecteur de spin.

Remerciements

Les spins électroniques. Ces êtres étranges venus du monde quantique. Leur destination : PMC. Leur but : en faire leur univers. Nico les a vus. Pour lui, tout a commencé par une nuit sombre, le long d'une route solitaire de campagne, alors qu'il cherchait un raccourci qu'il ne trouva jamais. Cela a commencé par un labo abandonné, et par un homme que le manque de sommeil avait rendu trop las pour continuer sa route. Cela a commencé par une thèse au décollage laborieux. Maintenant, Nico sait que les spins électroniques sont là, qu'ils ont pris forme humaine et qu'il lui faut convaincre un monde incrédule que le cauchemar a déjà commencé.

Plus de trois ans à PMC, je vous assure ça laisse des traces, et bon nombre de souvenirs... Merci.

PMC, un recrutement d'excellence

Avec en poche un 6 au module de physique du solide du DEA de Sciences des Matériaux, je partais avec de sérieux atouts ! Introduit au laboratoire par Jean Pierre et Claudine, les deux chasseurs de tête du DEA, j'ai rapidement été laissé entre les mains expertes des deux recruteurs du groupe EPS.

- La rencontre avec Georges, ou comment déstabiliser un candidat.

Inutile de s'éterniser, les potentialités de tout candidat peuvent être réduites à deux questions :

- 1) Tu bricoles ? (Eh, bof... De temps en temps je passe à Casto).
- 2) Tu t'y connais en informatique ? (Mouais,... je fais la grille 50×50 du démineur en moins de trois minutes).

- La rencontre avec Henri-Jean, ou comment évaluer les limites psychologiques du candidat. Méthode simple mais redoutable. On enferme le candidat trois semaines dans la petite salle de conférence et on l'oblige à intégrer par parties des fonctions continues à support compact et à diagonaliser de l'hamiltonien à tour de bras. Pour sûr, ça vous forge le caractère.

Les semaines qui ont suivi se sont déroulées devant la perceuse de l'atelier d'électronique et un bon vieux Mac SE30 pour interfacer mon premier oscillo. Jugé digne de confiance, mon insertion dans le groupe EPS a été autorisée par Michel. C'est alors que les réels ennuis ont débuté... Merci à vous cinq.

Une formation exigeante

Il ne suffit pas de correspondre au profil qu'impose un recrutement dans le groupe EPS, encore faut-il parvenir à se plier à la discipline de fer dictée par ses membres permanents. Trois mots d'ordre pour une formation exigeante :

- **Adaptabilité.** Objectif : développer des facultés hors du commun en électronique (sous les conseils éclairés de Didier, Yannick, Georges, Henri-Jean, François), en mécanique (sous la direction de Bubu et le coup de main avisé de Christian), et en chimie (sous le regard terrorisé de Thierry, Rabah et Khalid¹). Grâce à eux (ou à cause d'eux), je sais : souder en faisant fondre les amplis, percer comme un goret, et surtout pourquoi il ne faut pas jeter la solution piranha ou le mélange sulfochromique dans la récup pour les bases.
- **Rentabilité.** La consigne du groupe est la suivante : ne jamais s'inscrire à une conférence ou rédiger un projet avant d'avoir dépassé la date limite. Laisser l'urgence guider nos pas. Je ne cite personne, mais les bougres se reconnaîtront.
- **Mobilité.** Une ou deux fois par an, il est fortement recommandé de participer à des formations intensives à l'étranger. Pour l'étudiant en quête de sensations fortes, je recommande, la dégustation au maillet de king crabs à Seattle, les nuits blanches arrosées de Vodka à Saint-Petersbourg, la recherche désespérée de la plage à San José et le fameux "pile ou face" à Boston pour déterminer qui doit dormir sous le lavabo. Là aussi je ne citerai personne. Réputation oblige...

Les unités de soutien

Lorsque la pression devient trop élevée pour un seul homme, la structure PMC permet de se tourner vers des unités de soutien et des associations d'entraide. Parmi les plus fameuses, mentionnons :

- Pièce 43011 : le bureau des Réclamations. Vous y trouverez de larges épaules pour pleurer, des clopes pour oublier (mais ils n'ont pas toujours de feu), des doses de café pour les longues soirées de manip et un soutien psychologique 24/24 (ne soyez pas choqué, ils commencent souvent ainsi : "Tiens, r'voilà le touriste !!").
- Pièce 43014D : les Renseignements. Besoin de répondre aux questions qui vous travaillent depuis l'enfance ? Par exemple, pourquoi ne faut-il pas confondre le sud et le sud-ouest ? Ou

¹ Oui Khalid, je creuse. Ca va bientôt déboucher...

comment gave t-on les oies pour faire du bon foie gras ? Ne cherchez plus et composez immédiatement le 4650.²

- Pièce 53067A : les ASSEDICS. L'avenir est noir, les soucis s'accumulent, vous êtes sur le point de perdre votre emploi ? Cécile à la réponse. Pour les masos qui cherchent à remettre la tête sous l'eau, s'adresser à Fouad.³

- Pièce 3016B : La chocolaterie. Un petit creux ou une pause café ? Un seul numéro : le 4413. Le patron est américain et il a toujours de bons tuyaux. Quant aux deux hôteses qui partagent la même boulangerie, elles sont charmantes (et l'une d'entre elles planque des galettes bretonnes dans ses tiroirs).

- Poste 4702 : "Le CNRS, c'est dur". Si vous voulez que ça sente le vécu, demandez Nathalie. Pour des conseils plus pro, demandez Pierre.

Etre diplômé du groupe EPS

Rappelons ici les trois mots d'ordre principaux de la formation PMC : adaptabilité, rentabilité et mobilité. Il n'en faut guère plus pour décrire l'ultime épreuve qu'est la rédaction d'une thèse dans le groupe EPS. Le délai "légal" pour rendre son manuscrit à la scolarité, après la soutenance, est de trois mois. Il reste quelques jours maintenant mais on va s'y mettre, sûr. Avant, il va falloir passer quelques coups de fil pour s'excuser du retard. Qu'importe, laissons l'urgence faire son travail. Et c'est tellement plus facile pour insérer les corrections lorsque l'on se trouve à 9000 kilomètres et que l'on vit avec 9 heures de décalage horaire. A vaincre sans péril,...

Jacques, je crois que je ne te remercierai jamais assez pour tout ce que tu as fait, pour tout ce que tu fais, et pour tout ce qu'il (te) reste à faire (les articles, le projet, et bien d'autres choses encore). Sans ironie aucune, c'est un pur bonheur de bosser avec toi.

En vrac...

J'ai adoré : les plaisanteries de Solomon, l'humour de Guy, apercevoir la fumée des sandales de Jean-Noël dans les marches de Lozère, voir Dominique bouillir d'impatience, rencontrer Julie dans les manifs, me faire soigner à l'Armagnac par Georges et Yannick, flâner au soleil près de la machine à café avec Yves, les croissants de Cargèse et la découverte des figes de

² Vous pouvez également écrire à l'adresse suivante : j'ail'espritdecontradictionmaisréponseàtout@bujard.com

³ Au fait Fouad, quand m'envoies tu les échantillons que tu m'as promis ?

Barbarie avec Jacques, le rire de Rabah,⁴ l'ambiance "jeunes et thésards", l'optimisme des post-docs et croiser la route de Karim.

Je voudrai sincèrement remercier Daniel, Claudine et la Bonne Fortune à qui je dois d'avoir obtenu une bourse MENRT et un poste de moniteur à l'Ecole. Il est parfois important de tomber au bon moment, au bon endroit...

Un grand merci aux différents soutiens logistiques du labo qui assurent comme des bêtes et qui ont eu dans mon cas, un impact certain sur le bon déroulement de ma thèse. Merci à Didier, Yannick, Christian, Bubu, Janette, Anne-Marie et Anne-Marie, Eve et Annick.

Je profite de l'occasion pour saluer les différentes personnes que j'ai rencontrées durant ces trois années, avec qui on a souvent essayé de faire quelques manip : Karol et Christine, Alain et toute l'équipe de Nancy, Patrick et Dominique, Guy, et le clan de Thalès.

Merci également à Michel D'yakonov, Albert Fert, Sylvie Rousset, Michèle Sauvage-Simkin et Alain Schuhl pour avoir accepté de constituer mon jury de thèse.

Merci à Hélène pour sa patience, pour avoir lu et relu le manuscrit sans même savoir ce qu'est un spin, et pour en redemander.

Un clin d'œil à la famille qui "s'représente pas" et à celui qui aurait aimé "s'représenter".

⁴ D'ailleurs Rabah, j'ai encore besoin d'échantillons. Essaye de faire un tir groupé avec ceux de Fouad. Be strong.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	11
---------------------------	-----------

Chapitre I : Dépendance en spin du transport d'électrons chauds dans les métaux ferromagnétiques. Problématique et approche expérimentale.	15
--	-----------

I. 1 Effet de filtre à spin dans les métaux ferromagnétiques	16
---	-----------

I. 1. 1 Interactions dépendant du spin	16
---	-----------

I. 1. 1. 1 Interaction spin-orbite	16
--	----

I. 1. 1. 2 Interaction d'échange	17
--	----

I. 1. 2 Ferromagnétisme des métaux de transition	17
---	-----------

I. 1. 3 Dépendance en spin du transport d'électrons chauds dans les métaux ferromagnétiques	18
--	-----------

I. 1. 3. 1 Mesure de la polarisation de spin d'électrons photoémis depuis un métal ferromagnétique	18
--	----

I. 1. 3. 2 Transport dépendant du spin et effet de filtre à spin	19
--	----

I. 1. 3. 3 Détermination des libres parcours moyens inélastiques et de leur dépendance en spin	20
--	----

I. 1. 4 Origine de l'effet de filtre à spin	22
--	-----------

I. 2 Transmission d'un faisceau d'électrons libres, polarisés de spin, au travers d'une couche mince ferromagnétique	24
---	-----------

I. 2. 1 Transmission d'électrons polarisés au travers de feuilles ultra-minces auto-suspendues or / cobalt	25
---	-----------

I. 2. 1. 1 La monocouche ferromagnétique	25
--	----

I. 2. 1. 2 La bicouche ferromagnétique	27
--	----

I. 2. 1. 3 Conclusion sur les feuilles auto-suspendues or / cobalt	28
--	----

I. 2. 2 Les jonctions Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur	28
---	-----------

I. 2. 2. 1 La jonction fer / arséniure de gallium	29
---	----

I. 2. 2. 2 Conclusion sur les jonctions Schottky fer / arséniure de gallium	31
---	----

I. 2. 3 Un transport en deux étapes	31
--	-----------

Chapitre II : Montage expérimental et instrumentation	35
II. 1 Démarche expérimentale	36
II. 2 Sources d'électrons polarisés de spin	38
II. 2. 1 Pompage optique dans les semi-conducteurs	38
II. 2. 2 Photocathode en affinité électronique négative	40
II. 2. 3 Réalisation pratique d'une source d'électrons polarisés de spin	41
II. 3 L'optique électronique	42
II. 3. 1 Les optiques électrostatiques	43
II. 3. 1. 1 Lois de l'optique électronique	43
II. 3. 1. 2 Les lentilles électrostatiques : utilisation pratique	43
II. 3. 2 Le spectromètre à électrons	44
II. 3. 2. 1 Principe de l'analyse en énergie	44
II. 3. 2. 2 Distribution en énergie des électrons analysés.....	47
II. 3. 3 L'optique de sortie	48
II. 3. 3. 1 Principe de fonctionnement	48
II. 3. 3. 2 Modification des potentiels de l'optique de sortie	50
II. 3. 3. 3 Caractérisation de l'optique de sortie	52
II. 3. 4 Le porte-échantillon	54
II. 3. 5 Influences de la focalisation et du positionnement du faisceau d'électrons sur la mesure du courant transmis	55
II. 4 Instrumentation pour la détection de faibles courants	58
II. 4. 1 Courants parasites dans une jonction Schottky	58
II. 4. 1. 1 Courant noir, courant de polarisation et photocourant	58
II. 4. 1. 2 Influence des résistances d'accès	60
II. 4. 2 Bruits en courant de la chaîne de détection	61
II. 4. 2. 1 Généralités sur le bruit	61
II. 4. 2. 2 Bruits de la chaîne de détection	62
II. 4. 3 Détection à deux picoampèremètres isolés	63
II. 4. 3. 1 Principe de la détection	63
II. 4. 3. 2 Bruits des picoampèremètres	65
II. 4. 4 Modulations résiduelles	66
II. 5 Conclusion	68

Chapitre III : Transmission dépendant du spin dans des jonctions Fe/GaAs. Résultats, interprétations et modélisation.	69
III. 1 L'échantillon	70
III. 1. 1 Structure	70
III. 1. 2 Caractéristiques électriques	70
III. 1. 3 Caractéristiques magnétiques	72
III. 2 Transmission et effet de filtre à spin	74
III. 2. 1 Courant injecté, courant base et courant collecteur	74
III. 2. 2 Transmission et dépendance en spin	75
III. 3 Modélisation et analyse des résultats	78
III. 3. 1 Principe du modèle	78
III. 3. 1. 1 Hypothèses	78
III. 3. 1. 2 Modélisation de T et de ΔT	79
III. 3. 1. 3 Détermination de E_{moy}	81
III. 3. 2 Variation du libre parcours moyen inélastique avec l'énergie	82
III. 3. 3 Modélisation de T et de ΔT : première analyse	86
III. 3. 3. 1 Résultats	86
III. 3. 3. 2 Interprétations	88
III. 3. 4 Retour sur l'approximation des k aléatoires	89
III. 3. 5 Analyse et limites du modèle	93
III. 4 Influence de l'épaisseur des couches	96
III. 4. 1 Les échantillons	96
III. 4. 1. 1 Propriétés structurales	96
III. 4. 1. 2 Transmission et dépendance en spin	96
III. 4. 2 Analyse des résultats	98
III. 4. 2. 1 Reproductibilité des régimes de transmission	98
III. 4. 2. 2 Saturation de T	99
III. 4. 2. 3 Saturation de ΔT	100
III. 5 Conclusion	102

Chapitre IV : La jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur pour la détection de spin	103
--	------------

IV. 1 Mesure de la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons libres	104
---	------------

IV. 1. 1 Notions de polarimétrie	104
IV. 1. 2 Les principaux polarimètres	106
IV. 1. 2. 1 Le polarimètre de Mott	106
IV. 1. 2. 2 Diffraction dépendant du spin d'électrons de basse énergie	108
IV. 1. 2. 3 Le détecteur à absorption	109
IV. 1. 3 Les couches ultra-minces ferromagnétiques	111

IV. 2 La jonction Schottky magnétique comme détecteur de spin	113
--	------------

IV. 2. 1 Caractéristiques du détecteur	113
IV. 2. 1. 1 Fonction de Sherman	113
IV. 2. 1. 2 Incertitude sur la mesure de P_0	114
a) Bruit de grenaille dans la jonction Schottky	115
b) Bruit de jonction	115
c) Bruit de la chaîne de détection	116
d) Expression de δP_0	116
IV. 2. 1. 3 Figure de mérite	117
IV. 2. 2 Fonctionnement du détecteur à l'énergie d'injection E^*	118
IV. 2. 3 Influence des conditions de mesure sur δP_0	122

IV. 3 Vers un détecteur de spin performant	124
---	------------

IV. 3. 1 Optimisation du polarimètre à filtre à spin	124
IV. 3. 2 Polarimètre pour la détection du "vecteur" polarisation	126
IV. 3. 2. 1 Précession de spin et filtre à spin	126
IV. 3. 2. 2 Bicouche ferromagnétique à aimantations planaires quelconques	130
IV. 3. 2. 3 Bicouche ferromagnétique à aimantations planaires orthogonales	130

IV. 4 Conclusion	132
-------------------------	------------

Conclusion et perspectives	133
Annexe 1 : L'indice de réfraction pour les électrons	137
Annexe 2 : Calcul de l'angle de diffusion moyen θ_n après n collisions	139
Annexe 3 : Incertitude δP_0 sur la mesure de la polarisation	141
Références bibliographiques	143

Introduction

Comme toutes les particules élémentaires, l'électron est caractérisé par une masse, une charge et un spin. Le spin est une quantité purement quantique, d'importance capitale dans des champs très variés de la physique moderne. En physique du solide, le spin de l'électron est étudié depuis la fin des années 60 : la détection d'une polarisation de spin non nulle pour un faisceau d'électrons photoémis à partir d'un métal ferromagnétique,^{1,2} la mesure d'un effet tunnel dépendant du spin dans les jonctions métal ferromagnétique / oxyde / métal ferromagnétique,³ la mise en évidence du pompage optique^{4,5,6} et l'analyse des processus de relaxation de spin dans les semi-conducteurs,^{6,7,8} constituent quelques-uns des résultats marquants dans le domaine. Avec la découverte de la magnétorésistance géante il y a une quinzaine d'années,⁹ ces travaux pionniers ont connu un regain d'intérêt et de nombreuses thématiques liées à la physique du spin dans les solides ont émergé. Parmi elles, le transport dépendant du spin dans les structures magnétiques est devenue une problématique largement étudiée par la communauté internationale. Cette problématique, dont l'expansion a été favorisée par l'amélioration des techniques d'élaboration de matériaux en couches minces et la maîtrise de systèmes hybrides complexes,¹⁰ a d'ores et déjà débouché sur de multiples

¹ G. Busch, M. Campagna, P. Cotti and H. C. Siegmann, *Observation of electron polarization in photoemission*, Phys. Rev. Lett. **22**, 597 (1969).

² H. Alder, M. Campagna, and H. C. Siegmann, *Spin polarization of photoelectrons from cesiated Fe, Co, and Ni*, Phys. Rev. B **8**, 2075 (1973).

³ M. Jullière, *Tunneling between ferromagnetic films*, Phys. Lett. **54A**, 225 (1975).

⁴ G. Lampel, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).

⁵ R. R. Parsons, *Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence*, Phys. Rev. Lett. **23**, 1152 (1969).

⁶ D'autres articles du début des années 70 sont associés à la découverte du pompage optique et à l'analyse des mécanismes de relaxation de spin dans les semi-conducteurs. Une revue complète peut être trouvée dans F. Meier et B. P. Zakharchenya, *Optical Orientation*, Modern problems in Condensed Matter Sciences, edited by V. M. Agranovich and A. A. Maradudin. Vol. **8**. North-Holland, Amsterdam 1984.

⁷ M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors*, Sov. Phys. Solid State, Vol. **13**, 3023 (1972).

⁸ G. Fishman and G. Lampel, *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*, Phys. Rev. B **16**, 820 (1977).

⁹ M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, *Giant magnetoresistance of (001) Fe / (001) Cr magnetic superlattices*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).

¹⁰ J. M. D. Coey, *Materials for spin electronics*, E. Steinbeiss, *Thin film deposition techniques (PVD)* and C. Fermon, *Micro- and nanofabrication techniques*, in Spin electronics, edited by M. Ziese and M. J. Thornton, Springer, Berlin 2001.

applications. Citons par exemple les capteurs magnétorésistifs et les composants "magnétoélectroniques".¹¹ Aujourd'hui, les expériences de transport s'orientent également vers des systèmes nanométriques de basse dimension pour mettre en évidence des phénomènes physiques nouveaux comme la magnétorésistance géante dans les nanocontacts¹² ou les effets magnéto-Coulomb.¹³

La réalisation de dispositifs électroniques pouvant injecter, manipuler et détecter le spin des porteurs, passe inévitablement par la mise au point de composants associant le magnétisme des métaux aux propriétés de transport et / ou aux propriétés optiques des semi-conducteurs. Parmi les différentes structures actuellement étudiées, le système "modèle" pour ces dispositifs est la jonction Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur. On souhaite dans ce système contrôler l'intensité du courant qui traverse la jonction en modifiant la polarisation de spin des porteurs mis en jeu. Mais, contrairement aux multicouches métalliques exploitant l'effet de magnétorésistance géante, les électrons doivent franchir la barrière Schottky à l'interface entre les deux matériaux. Ce système pose donc avant tout le problème de l'injection d'un courant, polarisé ou non, au travers de la jonction.

Une première possibilité pour injecter du courant consiste à polariser électriquement la jonction pour diminuer l'épaisseur de la zone de charge d'espace dans le semi-conducteur, et permettre ainsi aux porteurs de franchir la barrière par effet tunnel. En particulier, dans le cas d'un semi-conducteur de type n, la jonction doit être polarisée en inverse, dans le régime d'avalanche, si l'on veut mesurer un courant notable.

Une deuxième possibilité consiste à injecter des électrons chauds dans la couche métallique, et à collecter la fraction d'entre eux qui ont conservé une énergie suffisante à l'interface entre le métal et le semi-conducteur pour franchir la barrière Schottky. Par électrons chauds, on entend des électrons qui ne sont pas à l'équilibre thermodynamique avec le solide qu'ils traversent. Dans ce cas, aucune tension de polarisation n'est nécessaire. Pour mesurer un transport dépendant du spin, Monsma et al. ont réalisé un transistor à base métallique composée d'une bicouche ferromagnétique dont les aimantations peuvent être orientées de manière parallèle ou antiparallèle.¹⁴ Le courant collecté dans le semi-conducteur dépend alors

¹¹ G. A. Prinz, *Magnetoelectronics*, Science **282**, 1660 (1998).

¹² N. García, M. Muñoz, and Y.-W. Zhao, *Magnetoresistance in excess of 200% in ballistic Ni nanocontacts at room temperature and 100 Oe*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2923 (1999).

¹³ S. Takahashi and S. Maekawa, *Effect of coulomb blockade on magnetoresistance in ferromagnetic tunnel junctions*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1758 (1998).

¹⁴ D. J. Monsma, J. C. Lodder, Th. J. A. Popma, B. Dieny, *Perpendicular hot-electron spin-valve effect in a new magnetic sensor: the spin valve transistor*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5260 (1995).

de l'orientation relative des aimantations des deux couches. En fait, dans les métaux de transition ferromagnétiques, l'asymétrie de la densité d'états des bandes d pour les deux directions de spin se traduit par un taux de collision différent pour les électrons de spin majoritaire et minoritaire. Une couche mince ferromagnétique se comporte comme un filtre à spin et transmet préférentiellement les électrons dont le spin est parallèle aux spins majoritaires du métal. C'est cet effet de filtrage en spin qui est responsable de l'asymétrie de courant observée lorsque l'on change la configuration magnétique de la base métallique.

Enfin, une autre possibilité, et c'est celle qui a été retenue au laboratoire, consiste à injecter des électrons polarisés de spin depuis le vide. Cette approche, où la source d'électrons est physiquement découplée de l'échantillon, permet de contrôler la polarisation P_0 et l'énergie E_p des électrons injectés dans la jonction.

Ce travail de thèse s'inscrit donc dans le contexte général du transport dépendant du spin dans les systèmes magnétiques. Il poursuit les études réalisées au laboratoire ces dernières années sur la transmission d'électrons de "basse" énergie et polarisés de spin, injectés depuis le vide dans des couches minces ferromagnétiques auto-suspendues ou déposées sur un semi-conducteur.^{15,16,17,18} Plus précisément, nous avons étendu les études de transmission au travers de jonctions Schottky palladium / fer / arséniure de gallium à un domaine d'énergie d'injection allant de quelques eV à 1 keV au-dessus du niveau de Fermi. La mesure en fonction de E_p du courant transmis au-dessus de la barrière Schottky et collecté dans le semi-conducteur a permis de mettre en évidence des effets tout à fait inattendus. L'efficacité de transmission, de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} à basse énergie d'injection, est multipliée par cinq ordres de grandeur lorsque les électrons ont une énergie E_p de 1 keV. L'excitation d'électrons secondaires dans la couche métallique de palladium lors de la thermalisation de la distribution électronique incidente est si intense que l'on se trouve dans une configuration où plusieurs électrons sont détectés dans le semi-conducteur pour chaque électron injecté depuis le vide. De plus, et c'est là l'originalité de ce travail, la dépendance en spin du courant transmis augmente également sur quatre ordres de grandeur dans le domaine d'énergie sondé.

¹⁵ A. van der Sluijs, *Transmission d'électrons polarisés de spin au travers de structures ultraminces or/cobalt*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1996).

¹⁶ A. Filipe, *Jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur : structure et magnétisme d'interface, transport électronique et dépendance en spin*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1997).

¹⁷ C. Cacho, *Effet de filtre à spin dans les métaux ferromagnétiques par transmission d'électrons de très basse énergie*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2000).

¹⁸ T. Wirth, *Etude du transport d'électrons polarisés en spin dans les hétéro-structures métal ferromagnétique / semi-conducteur pour l'obtention de nouveaux composants électroniques*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2000).

Cette variation importante de la dépendance en spin de la transmission ouvre des perspectives nouvelles, tant d'un point de vue fondamental que pour des applications à la détection de spin.

Ce mémoire s'articule autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre introduit les notions indispensables à la présentation de ce travail et discute quelques résultats importants ayant mis en évidence une dépendance en spin du transport d'électrons chauds dans les métaux ferromagnétiques. A partir des études de transmission préalables menées au laboratoire, nous analysons les mécanismes régissant le transport d'une distribution électronique de "basse" énergie et polarisée de spin dans une multicouche métal non magnétique / métal ferromagnétique.

Le deuxième chapitre décrit les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons effectué nos mesures de courant transmis lorsque l'énergie E_p est comprise entre quelques eV et 1 keV. Un intérêt particulier est porté à l'instrumentation que nous avons développée pour détecter des courants de l'ordre du picoampère dans des jonctions d'impédance finie, sous des tensions de plusieurs centaines de Volts.

Le chapitre III regroupe l'ensemble des résultats que nous avons obtenus. Une modélisation des mécanismes de relaxation de l'énergie et du vecteur d'onde lors de la thermalisation des électrons injectés à haute énergie dans la couche non magnétique est alors proposée pour interpréter semi-quantitativement ces résultats. Des mesures complémentaires, réalisées sur des jonctions Schottky de caractéristiques structurales différentes, attestent de la reproductibilité des effets observés.

Enfin, nous proposons dans le chapitre IV d'utiliser les jonctions Fe / GaAs comme alternative aux détecteurs de spin conventionnels. Nous y présentons le contexte général relatif aux mesures de polarisation, et détaillons les paramètres pertinents à la comparaison des différents polarimètres utilisés jusqu'à présent. A la lumière de cette discussion, nous montrons comment des détecteurs de spin basés sur les jonctions Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur et, plus généralement, sur les multicouches minces magnétiques, pourraient contribuer au développement des techniques standards de spectroscopies et de microscopies électroniques résolues en spin.

Chapitre I

Dépendance en spin du transport d'électrons chauds dans les métaux ferromagnétiques. Problématique et approche expérimentale.

Lorsque des électrons sont injectés dans un métal ferromagnétique à une énergie typique comprise entre 1 et 10 eV au-dessus du niveau de Fermi, leur probabilité de traverser une épaisseur donnée de ce métal dépend de l'orientation relative de leur spin et de l'aimantation du solide. En d'autres termes, une couche ferromagnétique se comporte comme un filtre à spin : elle constitue un polariseur pour des électrons incidents non polarisés et peut servir d'analyseur pour des électrons initialement polarisés. Dans la première partie de ce chapitre, nous introduisons ce concept de filtre à spin à partir de quelques résultats expérimentaux clés, et nous en discutons brièvement l'origine physique. La deuxième partie de ce chapitre présente de manière synthétique les résultats, obtenus au laboratoire dans ce domaine, qui constituent la base de ce travail. Les principaux mécanismes qui gouvernent la transmission d'électrons polarisés au travers d'une couche mince ferromagnétique auto-suspendue ou déposée sur un semi-conducteur sont alors discutés.

I. 1 Effet de filtre à spin dans les métaux ferromagnétiques

L'interprétation de résultats mettant en évidence un effet de filtre à spin repose sur l'analyse des mécanismes de transport qui dépendent du spin dans un solide. Il est donc indispensable de connaître les interactions qui agissent sur le spin d'un électron, et d'identifier les matériaux et les configurations expérimentales permettant d'accéder à une mesure dépendant du spin.

I. 1. 1 Interactions dépendant du spin

I. 1. 1. 1 Interaction spin-orbite

L'interaction spin-orbite décrit le couplage entre le moment orbital \vec{L} et le moment intrinsèque de spin \vec{s} d'un électron se déplaçant dans un champ électrique.¹ Cette interaction est purement relativiste mais peut être interprétée classiquement. D'après les lois de l'électrodynamique, un électron d'impulsion \vec{p} et de masse m , plongé dans un champ électrique \vec{E} "voit" un champ magnétique \vec{B} tel que

$$\vec{B} = \frac{\vec{E} \otimes \vec{p}}{mc} \quad \text{Eq. I. 1.}$$

où c est la célérité de la lumière. Ce champ magnétique affecte le moment magnétique $\vec{\mu}$ de l'électron dont l'énergie est modifiée de la quantité U_{so} :

$$U_{so} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -e \frac{\vec{s} \cdot \vec{B}}{mc} = -e \frac{\vec{s} \cdot (\vec{E} \otimes \vec{p})}{(mc)^2} \quad \text{Eq. I. 2.}$$

où e est la valeur absolue de la charge de l'électron. A un facteur deux près, cette énergie correspond à l'énergie spin-orbite que l'on obtiendrait par un traitement relativiste complet. Dans le cas particulier d'un potentiel central de type coulombien créé par un noyau de nombre atomique Z ,

$$U_{so} \propto \frac{Z}{r^3} \vec{L} \cdot \vec{s} \quad \text{Eq. I. 3.}$$

où r est la distance de l'électron au noyau. L'énergie U_{so} est donc d'autant plus importante que Z est grand.

¹ J. Kessler, *Polarized electrons*, second edition, Springer-Verlag, Berlin, 1985.

I. 1. 1. 2 Interaction d'échange

L'interaction d'échange décrit le couplage entre deux moments intrinsèques de spin \vec{s}_1 et \vec{s}_2 . Si elle est d'origine quantique, cette interaction est néanmoins de nature électrostatique.² En effet, contrairement à deux électrons de spins parallèles, le principe d'exclusion de Pauli permet à deux électrons de spins antiparallèles de se trouver sur une même orbitale : deux électrons de spins opposés vont donc en moyenne davantage se repousser que deux électrons de spins identiques. L'interaction d'échange favorise l'état de spins parallèles. Bien que le hamiltonien correspondant à l'interaction d'échange entre deux spins soit proportionnel au produit scalaire $\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2$, elle ne doit pas être confondue avec l'interaction magnétique dipolaire d'intensité beaucoup plus faible. En particulier, l'interaction d'échange est à l'origine du ferromagnétisme des métaux de transition, et par voie de conséquence, du transport dépendant du spin dont il est question dans ce travail.

I. 1. 2 Ferromagnétisme des métaux de transition

En première approximation, l'état le plus stable d'un système composé de N électrons en interaction est un compromis entre l'énergie d'échange, qui favorise l'état de spins parallèles, et l'énergie cinétique supplémentaire qu'il faut fournir à ce système pour que deux électrons de spins identiques n'occupent pas le même état quantique. Dans certains métaux de transition, cette stabilité est obtenue pour des bandes de conduction de spins opposés découplées en énergie (critère de Stoner). Si le niveau de Fermi traverse ces bandes, cette levée de dégénérescence engendre un déséquilibre des populations de spin. Ainsi, alors qu'à l'état de solide pur la plupart des éléments du tableau périodique sont diamagnétiques, certains métaux de transition de la troisième série (fer, cobalt et nickel) ont la particularité de porter un moment magnétique permanent. La Figure I. 1 présente la structure de bandes de ces trois métaux ferromagnétiques ainsi que celle du cuivre.³ Remarquons que ce découplage en énergie des sous-bandes de conduction de spins majoritaires et minoritaires existe pour les bandes d, mais aussi pour les bandes sp où il est généralement négligé.

² N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid state physics*, Saunders College Publishing, 1976.

³ R. Knorren, K. H. Bennemann, R. Burgermeister and M. Aeschlimann, *Dynamics of excited electrons in copper and ferromagnetic transition metals: theory and experiment*, Phys. Rev. B **61**, 9427 (2000).

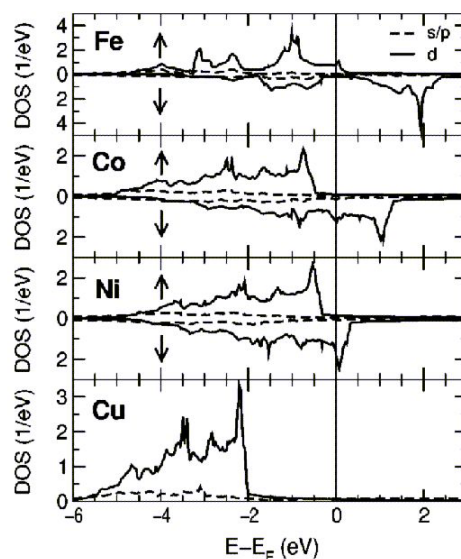


Figure I. 1 : D'après la référence 3. Densités d'états calculées du fer, du cobalt, du nickel et du cuivre. Les bandes 4s / 4p sont représentées en pointillés, les bandes 3d sont en traits pleins. Dans le cas du fer, du cobalt et du nickel, l'interaction d'échange lève la dégénérescence des sous-bandes de conduction pour les deux directions de spin et engendre un déséquilibre des populations de spin qui est à l'origine du moment magnétique permanent observé dans ces matériaux.

I. 1. 3 Dépendance en spin du transport d'électrons chauds dans les métaux ferromagnétiques

I. 1. 3. 1 Mesure de la polarisation de spin d'électrons photoémis depuis un métal ferromagnétique

Jusqu'au milieu des années 60, rien ne permettait d'affirmer que les électrons photoémis depuis un métal ferromagnétique étaient polarisés de spin.⁴ En effet, si l'on s'attend à ce que ces électrons aient initialement la polarisation de spin des électrons de conduction, la conservation de cette polarisation tout au long du processus de photoémission n'est pas évidente a priori. Mais en 1969, une équipe suisse a mesuré pour la première fois une polarisation non nulle sur un échantillon de gadolinium ferromagnétique,⁵ puis quelques années plus tard, sur des échantillons de fer, de cobalt et de nickel.⁶ Ce résultat montre que la

⁴ R. L. Long, Jr., V. W. Hughes, J. S. Greenberg, I. Ames and R. L. Christensen, *Polarization of photoelectrons from magnetized nickel*, Phys. Rev. **138** A1630 (1965).

⁵ G. Busch, M. Campagna, P. Cotti and H. C. Siegmman, *Observation of electron polarization in photoemission*, Phys. Rev. Lett. **22**, 597 (1969).

⁶ H. Alder, M. Campagna, and H. C. Siegmman, *Spin polarization of photoelectrons from cesiated Fe, Co, and Ni*, Phys. Rev. B **8**, 2075 (1973).

polarisation de spin est au moins partiellement conservée lors de la diffusion d'un électron chaud vers l'interface solide / vide et lors de son émission dans le vide. Cette technique permet donc de restituer "l'image" de la densité d'états d'un métal ferromagnétique, et en particulier de son asymétrie en spin.

I. 1. 3. 2 Transport dépendant du spin et effet de filtre à spin

Bien plus tard, Penn et al. ont étudié la dépendance en énergie de la polarisation de spin des électrons secondaires extraits d'un métal ferromagnétique qui est bombardé par un faisceau d'électrons énergétiques.⁷ Dans cette expérience, le faisceau incident est non polarisé de sorte que les électrons du solide de spin majoritaire et minoritaire sont excités avec des probabilités égales. Ils portent ainsi la polarisation de volume du métal. Ces électrons secondaires diffusent vers la surface et peuvent être émis dans le vide si leur énergie est supérieure au travail de sortie du cristal.⁸ Leur polarisation de spin est alors mesurée en fonction de leur énergie. Pour des énergies supérieures à une dizaine d'eV par rapport au niveau de Fermi du métal, cette polarisation est égale à la polarisation des électrons dans le solide. Les mécanismes de dépolarisation de spin lors de la diffusion des électrons secondaires vers la surface et de leur émission dans le vide sont par conséquent d'importance négligeable. Toutefois, la polarisation mesurée augmente d'un facteur 2 à 3 lorsque l'énergie des électrons secondaires est de l'ordre de quelques eV. En diffusant vers l'interface solide / vide, les électrons secondaires subissent des collisions avec les électrons de conduction du métal. Le taux de collision étant essentiellement dominé par des effets de densité d'états, un électron aura d'autant plus de collisions que les états qui lui sont disponibles pour relaxer son énergie sont nombreux. Or, par définition, un métal ferromagnétique a des densités d'états différentes pour les deux directions de spin : lors de sa traversée du métal, un électron injecté dans un état excité ne va pas subir le même nombre de collisions selon que son spin est un spin majoritaire ou un spin minoritaire. Les mesures pionnières de Penn et al. montrent que le libre parcours moyen λ_+ d'un électron de spin majoritaire est supérieur au libre parcours moyen λ_- d'un électron de spin minoritaire, et mettent en évidence une dépendance en spin du transport d'électrons de basse énergie dans un métal ferromagnétique. En d'autres termes,

⁷ David R. Penn, S. Peter Apell and S. M. Girvin, *Spin polarization of secondary electrons in transition metals: theory*, Phys. Rev. B **32**, 7753 (1985).

⁸ Le travail de sortie (noté Φ) d'une surface métallique correspond à l'énergie minimale qu'il faut fournir au solide pour extraire un électron dans le vide avec une vitesse nulle. En général, dans les métaux et les semi-conducteurs, il est de l'ordre de 4 à 5 eV pour une surface propre.

l'asymétrie de spin de la densité d'états dans le métal ferromagnétique, qui favorise l'émission d'électrons de spin majoritaire, entraîne une augmentation de la polarisation des électrons secondaires lors de leur diffusion vers la surface par effet de filtre à spin. Cet effet de filtre à spin intervient essentiellement à basse énergie, lorsque les énergies mises en jeu dans les collisions sont de l'ordre de grandeur de la largeur des bandes d du métal.

I. 1. 3. 3 Détermination des libres parcours moyens inélastiques et de leur dépendance en spin

La possibilité de mesurer la polarisation de spin des électrons photoémis depuis un métal ferromagnétique a permis de réaliser des expériences conceptuellement très simples pour déterminer la dépendance en spin des libres parcours moyens inélastiques. Dans ces expériences, une couche mince magnétique est évaporée sur un substrat, métallique ou semi-conducteur, qui sert de source de photoélectrons. Les électrons excités dans le substrat traversent alors la couche magnétique de couverture et ont une probabilité notable d'être émis dans le vide où ils peuvent être analysés en énergie et en polarisation. Une étude remarquable a été réalisée par Pappas et al. en 1991 sur un système fer / cuivre.⁹ Les spectres de photoémission obtenus, résolus en spin, permettent de distinguer sans ambiguïté les électrons excités dans le substrat de cuivre de ceux excités dans le fer, et indiquent une atténuation plus prononcée du courant d'électrons de spin minoritaire que du courant d'électrons de spin majoritaire. Dans un modèle de transport balistique, c'est-à-dire un transport s'effectuant sans variation de l'énergie, le nombre N_C d'électrons transmis au travers d'une couche métallique décroît exponentiellement avec son épaisseur d . Dans le cas d'un métal ferromagnétique, N_C dépend du spin \pm de l'électron et on peut écrire que :

$$N_C^\pm = N_E^\pm \exp\left(\frac{-d}{\lambda_\pm}\right) \quad \text{Eq. I. 4.}$$

où N_E^\pm est le nombre d'électrons de spin \pm qui entrent dans la couche magnétique (lorsque le substrat est non magnétique $N_E^+ = N_E^- = N_E / 2$) et λ_\pm est le libre parcours moyen inélastique d'un électron de spin \pm à l'énergie considérée. Il est alors commode de poser

$$\frac{1}{\lambda_\pm} = \frac{1}{\lambda} \mp \frac{1}{\delta} \quad \text{Eq. I. 5.}$$

⁹ D. P. Pappas, K.-P. Kämper, B.P. Miller, H. Hopster, D.E. Fowler, C.R. Brundle, A.C. Luntz and Z.-X. Shen, *Spin-dependent electron attenuation by transmission through thin ferromagnetic films*, Phys. Rev. Lett. **66**, 504 (1991).

où l'inverse du libre parcours moyen inélastique d'un électron est la somme d'un terme $1/\lambda$ indépendant du spin, et d'un terme $1/\delta$ représentant cette dépendance, chacun des deux termes étant une fonction de l'énergie. La mesure de la polarisation P

$$P = \frac{N_C^+ - N_C^-}{N_C^+ + N_C^-} = \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right) \quad \text{Eq. I. 6.}$$

donne δ , et l'atténuation exponentielle de l'intensité transmise $I_C = N_C^+ + N_C^-$ donne λ . Remarquons que le terme en tangente hyperbolique traduit la sélectivité en spin (notée S) de la couche magnétique. Pappas et al. ont ainsi mesuré $\lambda_+ = 0,58$ nm et $\lambda_- = 0,45$ nm dans le fer, à 12 eV au-dessus du niveau de Fermi.

En réalité, la première mesure de ce type a été réalisée en 1974 par Pierce et Siegmann qui ont étudié la photoémission de couches de nickel déposées sur un substrat de cuivre et de couches de cuivre déposées sur un substrat de nickel. Ne disposant pas d'analyse en énergie, ils différenciaient la contribution de la couche de couverture de celle du substrat par la mesure de la polarisation de spin qui marque les électrons du nickel.¹⁰ Il n'est cependant pas nécessaire pour estimer la dépendance en spin du libre parcours moyen de mesurer la polarisation des électrons transmis. En effet, si les électrons ont une polarisation P_0 non nulle avant de traverser le filtre à spin, N_E^+ et N_E^- vérifient les relations suivantes

$$N_E^+ = N_E \frac{(1 + P_0)}{2} ; N_E^- = N_E \frac{(1 - P_0)}{2} \quad \text{Eq. I. 7.}$$

et l'intensité transmise dépend de l'orientation de l'aimantation M de la couche magnétique :

$$I_C^{\pm M} = N_E^+ \exp\left(\frac{-d}{\lambda_{\pm}}\right) + N_E^- \exp\left(\frac{-d}{\lambda_{\mp}}\right) \quad \text{Eq. I. 8.}$$

L'asymétrie A de l'intensité transmise, obtenue en renversant cette aimantation, permet alors de déterminer δ :

$$A = \frac{I_C^{+M} - I_C^{-M}}{I_C^{+M} + I_C^{-M}} = P_0 S = P_0 \tanh \frac{d}{\delta} \quad \text{Eq. I. 9.}$$

Depuis 1991, d'autres études sont venues compléter le travail de Pappas et al., et les dépendances en spin des libres parcours moyens inélastiques des électrons, d'énergie comprise entre quelques eV et 50 eV au-dessus du niveau de Fermi, ont été déterminées pour différents

¹⁰ D. T. Pierce and H. C. Siegmann, *Hot-electron scattering length by measurement of spin polarization*, Phys. Rev. B **9**, 4035 (1974).

matériaux, soit par des mesures de polarisation, soit par des mesures d'asymétrie du courant transmis.^{11,12,13}

I. 1. 4 Origine de l'effet de filtre à spin

Dans un métal de transition, un électron ayant une énergie typique comprise entre 1 et 20 eV au-dessus du niveau de Fermi se thermalise rapidement par collision avec les électrons de conduction du solide.¹⁴ Le taux de collision est alors essentiellement dominé par des effets de densité d'états, et il est raisonnable de penser que les éléments de matrice des transitions électroniques mises en jeu n'introduisent que de faibles corrections. Schönhense et Siegmann ont ainsi relié phénoménologiquement la section efficace de diffusion σ^\pm d'un électron de spin \pm , au nombre de trous dans les bandes d du métal ferromagnétique :¹⁵

$$\sigma^\pm = \sigma_0 + \sigma_d N_h^\pm \quad \text{Eq. I. 10.}$$

où σ_0 et σ_d sont respectivement les contributions des bandes sp et d à la section efficace totale, et N_h^\pm est le nombre de trous dans la bande d de spin \pm . Cette expression décrit simplement le fait qu'après une collision, l'électron incident "tombe" dans un état vide des bandes d du métal en conservant son spin. Dans cette description, σ_0 et σ_d sont des constantes et la section efficace moyenne σ est égale à

$$\sigma = \frac{\sigma^- + \sigma^+}{2} = \sigma_0 + \sigma_d (N_h^- + N_h^+) \quad \text{Eq. I. 11.}$$

La différence de section efficace $\Delta\sigma = \sigma^- - \sigma^+$ entre les deux directions de spin est directement proportionnelle à la différence des nombres de trous dans les bandes d du métal pour les spins majoritaires et minoritaires :

$$\Delta\sigma = \sigma_d (N_h^- - N_h^+) \quad \text{Eq. I. 12.}$$

Un traitement analytique peut être réalisé en prenant en compte l'ensemble des collisions possibles que peut subir un électron dans un état excité du métal ferromagnétique.

¹¹ E. Vescovo, C. Carbone, U. Alkemper, O. Rader, T. Kachel, W. Gudat and W. Eberhard, *Spin-dependent electron scattering in ferromagnetic Co layers on Cu (111)*, Phys. Rev. B **52**, 13 497 (1995).

¹² M. Getzlaff, J. Bansmann and G. Schönhense, *Spin-polarization effects for electrons passing through thin iron and cobalt film*, Solid State Communications **87**, 467 (1993).

¹³ J. C. Gröbli, D. Guarisco, S. Frank and F. Meier, *Spin-dependent transmission of polarized electrons through a ferromagnetic iron film*, Phys. Rev. B **51**, 2945 (1995).

¹⁴ Les différents mécanismes de relaxation de l'énergie seront discutés dans le Chapitre III.

¹⁵ G. Schönhense and H. C. Siegmann, *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization*, Ann. Phys. (Leipzig) **2**, 465 (1993).

En intégrant le taux de collision sur toutes les énergies possibles, Drouhin a montré, dans l'approximation des k aléatoires, et quelle que soit la forme des bandes d , que l'expression phénoménologique de σ^\pm proposée par Schönhense et Siegmann doit plutôt être remplacée par :¹⁶

$$\sigma^\pm = \sigma_0 + \sigma_d N_h^\pm \pm \sigma_{d'} \frac{\Delta N_h}{2} \quad \text{Eq. I. 13.}$$

où σ_0 , σ_d et $\sigma_{d'}$ ne sont pas indépendantes du matériau. Remarquons que l'expression de la section efficace moyenne est identique à celle de Schönhense et Siegmann mais que la différence de section efficace $\Delta\sigma$ vaut à présent :

$$\Delta\sigma = (\sigma_d - \sigma_{d'}) (N_h^- - N_h^+) \quad \text{Eq. I. 14.}$$

où $(\sigma_d - \sigma_{d'})$ est positif. A partir de ces expressions, il est possible de déduire celles de λ et δ en considérant que σ^\pm est proportionnelle à $1 / \lambda^\pm$. Ce modèle est alors en très bon accord avec les données expérimentales.¹⁷

L'effet de filtre à spin est essentiellement d'origine électrostatique et est lié à l'asymétrie de la densité d'états des bandes d d'un métal ferromagnétique pour les deux directions de spin. Cet effet est d'autant plus prononcé que l'énergie des électrons est faible, c'est-à-dire que les transitions avec les états vides des bandes d sont plus fréquentes que les transitions avec les états vides des bandes sp . L'effet de filtre à spin reste par conséquent efficace tant que l'énergie des électrons considérés est de l'ordre de grandeur de la largeur des bandes d du métal ferromagnétique. Lorsque l'énergie des électrons est supérieure à 2 ou 3 fois la largeur des bandes d , les électrons sont très peu filtrés en spin car la proportion d'états vides dans les bandes d rapportée au nombre total d'états accessibles diminue. Par définition, le nombre de trous dans la bande de spin minoritaire est supérieur au nombre de trous dans la bande de spin majoritaire : les électrons de spin minoritaire sont donc toujours plus diffusés que ceux de spin majoritaire. Néanmoins, pour des énergies inférieures à un eV, les électrons deviennent très sensibles aux détails de la structure de bande, et le problème devient plus complexe.¹⁸

¹⁶ H.-J. Drouhin, *Low-energy electron mean free path and its spin dependence in transition metals*, Phys. Rev. B **56** (23), 14886 (1997).

¹⁷ H.-J. Drouhin, *Total scattering cross section of spin-polarized low-energy electrons in transition metals*, Phys. Rev. B **62**, 556 (2000).

¹⁸ M. Aeschlimann, M. Bauer, S. Pawlik, W. Weber, R. Burgermeister, D. Oberli and H. C. Siegmann, *Ultrafast spin-dependent electron dynamics in fcc Co*, Phys. Rev. Lett. **79**, 5158 (1997).

I. 2 Transmission d'un faisceau d'électrons libres, polarisés de spin, au travers d'une couche mince ferromagnétique

Les expériences de transmission au travers d'une couche de couverture magnétique déposée sur un substrat non magnétique ont permis de mesurer le libre parcours moyen et sa dépendance en spin d'électrons ayant une énergie correspondant à des transitions caractéristiques du substrat. Au début des années 70, Kanter a réalisé une expérience de transmission "directe" qui consiste à injecter un faisceau d'électrons libres dans une feuille métallique auto-suspendue d'épaisseur nanométrique, et à mesurer l'intensité du courant transmis. Il a ainsi déterminé les valeurs du libre parcours moyen dans l'argent, l'aluminium et l'or, pour des électrons de quelques eV au-dessus du niveau de Fermi.¹⁹ Des expériences similaires ont été réalisées dans des multicouches métalliques comportant une couche ferromagnétique. On observe alors une dépendance en spin de l'intensité transmise pour un faisceau d'électrons incidents polarisés de spin,²⁰ et une forte polarisation des électrons transmis pour un faisceau initialement non polarisé.²¹ Comme dans le cas des mesures de transmission au travers d'une couche de couverture magnétique, le libre parcours moyen des électrons et sa dépendance en spin ont pu être déterminés. Lorsque la polarisation de spin des électrons incidents est perpendiculaire à l'aimantation de la couche magnétique, Oberli et al. ont montré que l'évolution de la polarisation dans le métal ferromagnétique est la composition de deux effets : un effet de filtre à spin qui tend à aligner la polarisation initiale le long de l'axe de l'aimantation, et un effet de précession (précession de Larmor) qui tend à faire tourner la polarisation autour de ce même axe.²² Outre la détermination de la dépendance en spin des libres parcours moyens, ces mesures permettent donc d'accéder à la dynamique de la polarisation dans le métal ferromagnétique.²³

¹⁹ H. Kanter, *Slow-electron mean free paths in aluminium, silver, and gold*, Phys. Rev. B **1**, 522 (1970).

²⁰ Y. Lassailly, H.-J. Drouhin, A. J. van der Sluijs, G. Lampel and C. Marlière, *Spin-dependent transmission of low-energy electrons through ultrathin magnetic layers*, Phys. Rev. B **50**, 13054 (1994).

²¹ D. Oberli, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmans, *Transmission and spin motion electrons across ferromagnets*, J. Magn. Magn. Mater, **198-199**, 140 (1999).

²² D. Oberli, R. Burgermeister, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmans, *Total scattering cross section and spin motion of low energy electrons passing through a ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4228 (1998).

²³ W. Weber, S. Riesen and H. C. Siegmans, *Magnetization precession by hot spin injection*, Science. **291**, 1015 (2001).

I. 2. 1 Transmission d'électrons polarisés au travers de feuilles ultra-minces auto-suspendues or / cobalt

I. 2. 1. 1 La monocouche ferromagnétique

Les premières expériences de transmission au travers de feuille auto-suspendues magnétiques ont été réalisées au laboratoire. Une étude détaillée des systèmes or / cobalt peut être trouvée dans le manuscrit de thèse de A. van der Sluijs.²⁴ Nous en rappelons ici les résultats principaux utiles pour la suite. L'échantillon est une structure de composition Au (22 nm) / Co (1 nm) / Au (2 nm). La couche de cobalt est aimantée in-situ à saturation, et toutes les mesures sont réalisées en champ magnétique appliqué nul. L'aimantation et la polarisation de spin des électrons injectés sont perpendiculaires au plan de l'échantillon. Le courant transmis au travers de la structure est analysé en énergie au moyen des grilles retardatrices en or, et collecté dans une cage de Faraday. Le potentiel V_R appliqué à ces grilles permet de détecter les électrons d'énergie comprise entre l'énergie d'injection E_P et l'énergie $-eV_R + \Phi_{Au}$, où $\Phi_{Au} = 4$ eV est le travail de sortie des grilles retardatrices.

La Figure I. 2 représente la variation du courant transmis en balayant le potentiel retardateur V_R lorsque la polarisation de spin P_0 des électrons incidents est modulée entre +25% et -25%. Les électrons injectés dans l'échantillon ont une énergie de 3 eV et le travail de sortie de la deuxième couche d'or est d'environ 2 eV.²⁵ Les créniaux observés correspondent à la variation du courant transmis lors du passage de $+P_0$ à $-P_0$.²⁶ L'influence du retournement de l'aimantation de la couche de cobalt produit un effet identique à celui induit par le changement de signe de la polarisation incidente : la transmission d'électrons polarisés de spin dans la couche ferromagnétique est déterminée par l'orientation relative (parallèle ou antiparallèle) des spins incidents et des spins majoritaires du cobalt. On vérifie que cette transmission est maximale lorsque l'orientation de ces spins est parallèle.

²⁴ A. van der Sluijs, *Transmission d'électrons polarisés de spin au travers de structures ultraminces or/cobalt*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1996).

²⁵ Le travail de sortie d'une couche d'or propre est de l'ordre de 4 eV. Comme pour la plupart des métaux, il peut néanmoins être abaissé par déposition de quelques monocouches de césium. Dans cette expérience, le travail de sortie des deux couches d'or a ainsi été abaissé pour sonder des énergies plus faibles.

²⁶ H.-J. Drouhin, A. Van der Sluijs, Y. Lasailly and G. Lampel *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layer (invited)*, J. Appl. Phys. **79**, 4734 (1996).

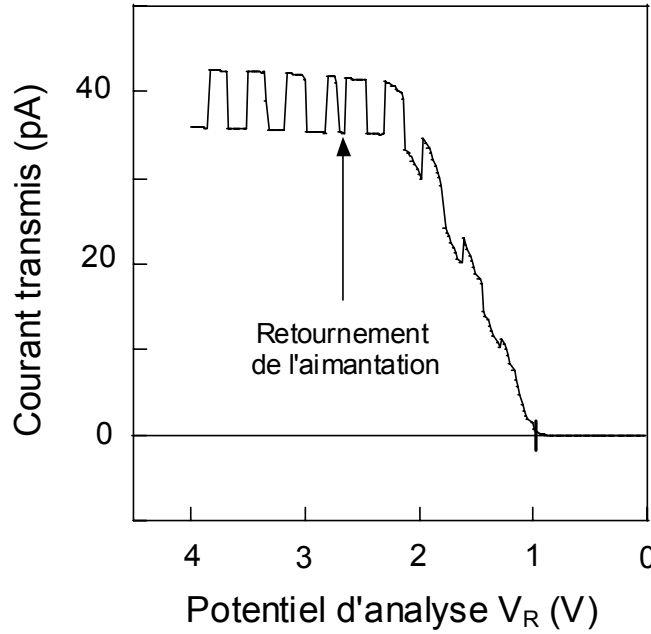


Figure I. 2 : D'après la référence 26. Courant transmis en fonction du potentiel retardateur V_R pour $E_p = 3$ eV. La polarisation de spin du faisceau incident est modulée de +0,25% à -0,25%, et les créneaux observés pour une aimantation fixée de l'échantillon sont les variations correspondantes du courant transmis. Les mesures sont normalisées à un courant incident de 100 nA et le travail de sortie des deux couches d'or est abaissé par dépôt de césium. La couche ferromagnétique agit comme un filtre à spin très efficace.

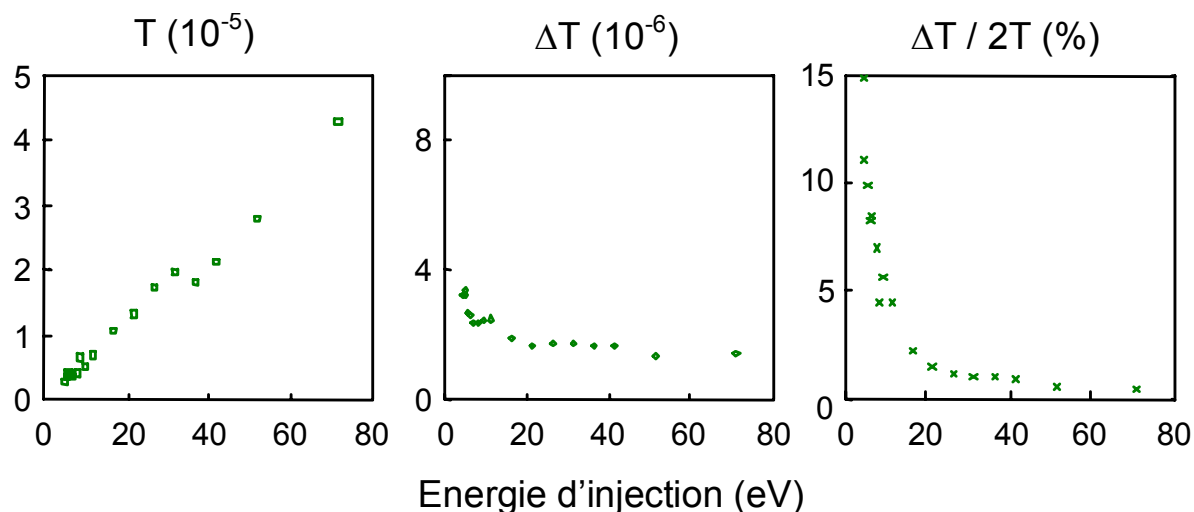
Notons I_C la valeur moyenne du courant transmis, collecté par la cage de Faraday, et ΔI_C la différence $I_C^+ - I_C^-$ lorsque l'on change le signe de la polarisation des spins incidents ou l'orientation de l'aimantation de la couche de cobalt. Notons également I_E l'intensité du courant injecté. Nous définissons alors :

- la transmission $T = I_C / I_E$,
- la transmission dépendant du spin $\Delta T = \Delta I_C / I_E$,
- l'asymétrie de transmission $A = (I_C^+ - I_C^-) / (I_C^+ + I_C^-) = \Delta T / 2T$.

Dans cette expérience, $T = 3,9 \cdot 10^{-4}$, $\Delta T = 6,6 \cdot 10^{-5}$ et $A = 8,5\%$ pour une polarisation de spin des électrons incidents de 25%. Les quantités ΔT et A seraient donc multipliées par quatre si le faisceau incident était totalement polarisé.

Les variations de T , ΔT et A ont été étudiées en fonction de E_p entre 4 et 70 eV. Dans ce cas, le courant transmis est essentiellement composé d'électrons d'énergie voisine au travail de sortie de la deuxième couche d'or. La distribution électronique analysée est alors un "mélange" d'électrons primaires ayant relaxé une grande partie de leur énergie mais conservé

leur polarisation de spin, et d'électrons secondaires excités dans le métal. Ces variations sont représentées sur la Figure I. 3.



Figures I. 3 : D'après la référence 24. Transmission T , dépendance en spin de la transmission ΔT et asymétrie A en fonction de E_p . Les surfaces d'or d'entrée et de sortie sont propres : il n'y a donc pas ici de mesure possible pour $E_p < \Phi_{Au} = 4$ eV.

On constate expérimentalement que la transmission augmente linéairement avec E_p , que ΔT est pratiquement constant et, par voie de conséquence, que A décroît comme $1 / E_p$. Nous expliquerons dans la partie I. 2. 3 l'origine de ces variations. Le point remarquable ici est le fait que ΔT est quasiment indépendant de l'énergie d'injection.

I. 2. 1. 2 La bicouche ferromagnétique

L'interprétation de l'effet de filtre à spin en terme de libre parcours moyen inélastique dépendant du spin suppose que les effets observés soient essentiellement des effets de volume. Pour tester la validité de l'approximation d'un transport volumique il est nécessaire, soit de faire varier l'épaisseur de la couche du métal ferromagnétique, ce qui a été fait par Pappas et al.,⁹ soit d'étudier un système multicouche, ce qui a été fait au laboratoire.²⁷

Une structure bicouche or / cobalt a été réalisée dont les caractéristiques sont les suivantes : Au (18 nm) / Co (0,8 nm) / Au (2,2 nm) / Co (1,3 nm) / Au (1,5 nm). Les épaisseurs des couches de cobalt étant différentes, les champs coercitifs des deux couches sont également différents. De plus, l'épaisseur de la couche d'or intermédiaire est choisie pour qu'il n'y ait pas de couplage entre les deux couches de cobalt. Les aimantations, perpendiculaires au plan des

²⁷ C. Cacho, Y. Lasailly, H.-J. Drouhin, G. Lampel and J. Peretti, *Spin filtering of free electrons by magnetic multilayers: towards an efficient self-calibrated spin polarimeter*, Phys. Rev. Lett. **88**, 066601-1 (2002).

couches, peuvent ainsi être manipulées indépendamment. Le principe de l'expérience est alors strictement identique à celui décrit pour la monocouche de cobalt.

L'étude des transmissions d'un faisceau non polarisé et d'un faisceau polarisé en fonction de l'énergie d'injection, donne des résultats complémentaires à ceux obtenus pour la monocouche de cobalt :

- la transmission T augmente linéairement avec l'énergie d'injection, quelle que soit la configuration magnétique de l'échantillon,
- la dépendance en spin de la transmission ΔT est indépendante de E_p ,
- l'influence des interfaces sur l'asymétrie du courant transmis est faible (de l'ordre de 5%) devant les effets de volume,
- à très basse énergie d'injection, les quatre configurations magnétiques qu'autorise la bicouche permettent de déterminer les dépendances en spin δ_1 et δ_2 du libre parcours moyen dans les deux couches de cobalt, et la polarisation P_0 du faisceau incident si celle-ci n'est pas connue.

I. 2. 1. 3 Conclusion sur les feuilles auto-suspendues or / cobalt

Les expériences de transmission au travers de feuilles minces auto-suspendues ferromagnétiques mettent en évidence un transport dépendant du spin pour des électrons de basse énergie. Les trois résultats principaux de ces études peuvent être résumés ainsi :

- l'effet de filtre à spin, d'origine inélastique, est essentiellement un effet de volume,
- la transmission augmente quasi linéairement avec l'énergie d'injection,
- la partie dépendante du spin du courant transmis est indépendante de E_p . La traversée de la couche ferromagnétique se fait donc toujours à la même énergie.

I. 2. 2 Les jonctions Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur

Les systèmes "tout intégré" comme le transistor à vanne de spin²⁸ sont des structures adaptées à l'étude de la dépendance en spin du transport d'électrons de très basse énergie. Ils permettent de déterminer le libre parcours moyen inélastique et d'analyser l'influence de la base métallique sur ce transport (nature des matériaux, des interfaces, des jonctions d'injection

²⁸ D. J. Monsma, J. C. Lodder, Th. J. A. Popma, B. Dieny, *Perpendicular hot-electron spin-valve effect in a new magnetic sensor: the spin valve transistor*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5260 (1995).

et de collection). Néanmoins, les transistors à vanne de spin présentent l'inconvénient de fonctionner dans une gamme d'énergie très étroite, et il est difficile d'étudier le transport d'électrons sur plusieurs eV sans risquer de claquer la jonction base / émetteur. De plus, la polarisation de spin des électrons injectés dans la base n'est jamais connue. L'approche retenue par le laboratoire pour étudier ces systèmes "tout intégré" consiste à injecter un faisceau d'électrons polarisés de spin dans une jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur qui fonctionne alors comme un transistor à vanne de spin dans lequel on aurait découplé le contact émetteur / base du contact base / collecteur. Cette configuration permet, d'une part, d'injecter dans l'échantillon des électrons de polarisation connue, et d'autre part, d'analyser sur une large gamme d'énergie, l'influence de E_p sur le courant collecté et sur sa dépendance en spin. Nous rappelons ici les résultats obtenus par A. Filipe et al. sur une jonction Schottky Fe / GaAs.²⁹

I. 2. 2. 1 La jonction fer / arséniure de gallium³⁰

La composition de l'échantillon est la suivante : Pd (5 nm) / Fe (3,5 nm) / GaAs type n. L'aimantation de l'échantillon est dans le plan de la couche de fer et la jonction présente une caractéristique courant / tension de type redresseur. La hauteur Φ_B de la barrière Schottky vaut 0,8 eV, et joue, dans les expériences de transmission, le même rôle que le travail de sortie de la deuxième couche d'or dans les feuilles auto-suspendues. La principale différence avec les expériences précédentes est que la hauteur de la barrière Schottky est nettement plus faible que le travail de sortie de la surface d'or. La collection dans le semi-conducteur empêche cependant toute mesure spectroscopique du courant transmis. L'échantillon est contacté en face avant sur la couche métallique, mais également en face arrière, sur le substrat semi-conducteur. Le courant I_C collecté dans le semi-conducteur est mesuré au travers d'un picoampèremètre. L'échantillon est aimanté in-situ et les mesures sont réalisées en champ magnétique appliqué nul.

Sur la Figure I. 4 est représentée la variation temporelle du courant I_C lorsque l'aimantation de la couche de fer est renversée périodiquement. L'énergie des électrons

²⁹ A. Filipe, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Nagle, J. Peretti, V. I. Safarov and A. Schuhl, *Spin-dependent transmission of electrons through the ferromagnetic metal base of a hot-electron transistorlike system*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2425 (1998).

³⁰ A. Filipe, *Jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur : structure et magnétisme d'interface, transport électronique et dépendance en spin*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1997).

incidents est ici de 5,2 eV par rapport au niveau de Fermi du métal et la polarisation de spin du faisceau incident est de +25%. Lorsque l'aimantation de la couche de fer est renversée ou que la polarisation des électrons injectés est changée de +25 à -25%, on détecte une variation du courant collecté. On observe donc un transport dépendant de l'orientation relative des spins incidents et des spins majoritaires de la couche de fer : c'est l'effet de filtre à spin. A cette énergie d'injection, et pour une polarisation incidente de 25% on a : $T = 2.10^{-4}$, $\Delta T = 2.10^{-5}$ et $A = \Delta T / 2T = 5\%$.

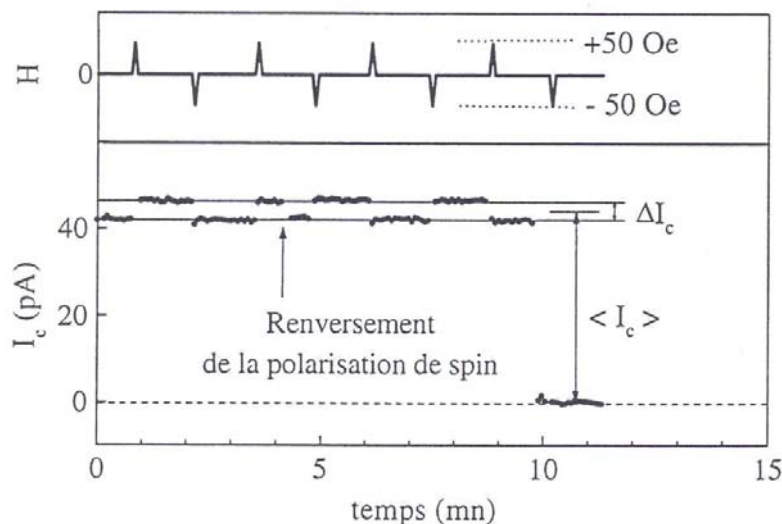


Figure I. 4 : D'après la référence 29. Courant I_c collecté dans le semi-conducteur en fonction du temps. L'aimantation de la couche de fer est renversée périodiquement. A $t = 4$ min la polarisation du faisceau incident est changée de signe et la variation correspondante de I_c met en évidence un effet de filtre à spin.

Les variations de T , ΔT et A ont également été étudiées en fonction de E_p pour des énergies d'injection comprises entre le niveau du vide de la couche de palladium ($\Phi_{Pd} = 5$ eV) et 15 eV au-dessus du niveau de Fermi (Figure I. 5). De manière très similaire aux études réalisées sur les couches auto-suspendues or / cobalt, la transmission augmente quasi linéairement dès que E_p est supérieure à 10 eV, et ΔT est constante dans toute la gamme d'étude. L'asymétrie de transmission décroît donc comme $1 / E_p$.

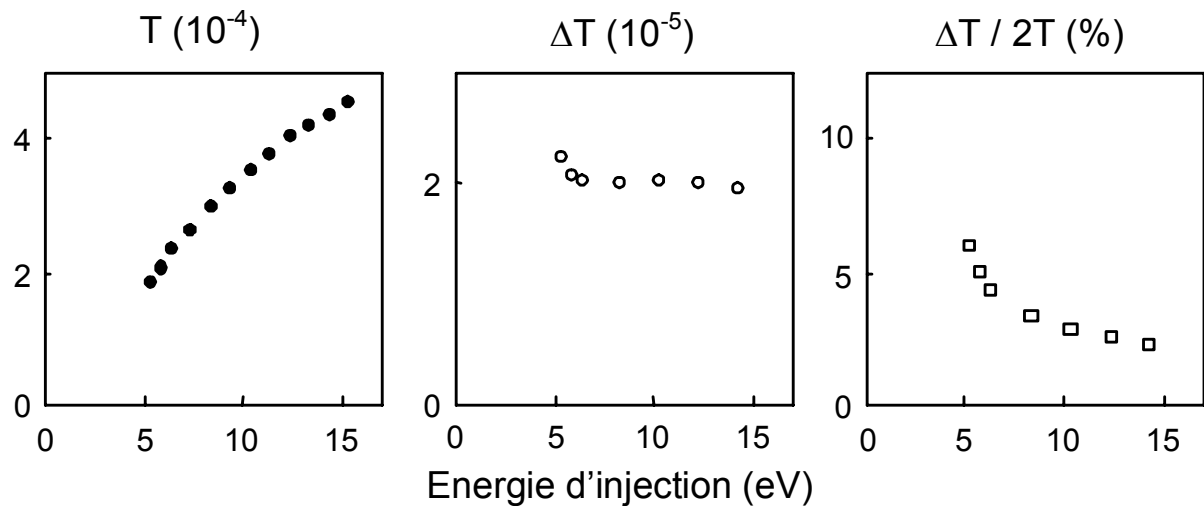


Figure I. 5 : D'après la référence 29. Variations de la transmission T , de sa dépendance en spin ΔT et de l'asymétrie A en fonction de E_p . L'énergie d'injection la plus faible correspond au niveau du vide de la couche de palladium et est égale à 5 eV.

I. 2. 2. 2 Conclusion sur les jonctions Schottky fer / arséniure de gallium

Les mesures de transmission dans une jonction Schottky magnétique Fe / GaAs mettent en évidence un transport dépendant du spin pour des électrons polarisés de spin injectés depuis le vide. Deux résultats essentiels ont été obtenus pour des énergies d'injection comprises entre 5 et 15 eV au-dessus du niveau de Fermi :

- la transmission augmente quasi linéairement avec l'énergie d'injection lorsque E_p est supérieure à 10 eV,
- la dépendance en spin du courant transmis est une constante. Comme dans le cas des feuilles métalliques auto-suspendues, ceci tente à démontrer que le transport dans la couche ferromagnétique se fait toujours à la même énergie quelle que soit E_p .

I. 2. 3 Un transport en deux étapes

Un modèle phénoménologique a été proposé pour interpréter les variations de la transmission T et de sa dépendance en spin ΔT avec l'énergie d'injection, que ce soit pour les feuilles auto-suspendues or / cobalt,²⁴ ou les jonctions Schottky fer / arséniure de gallium.³⁰ Ce modèle est basé sur une description en deux étapes du transport des électrons au travers de la couche métallique (Figure I. 6) :

- une "thermalisation" de la distribution électronique injectée depuis le vide par l'excitation d'une cascade d'électrons secondaires dans la couche de couverture non magnétique (Au, Pd),

- une traversée balistique de la couche ferromagnétique jusqu'à l'interface avec le vide ou avec le substrat semi-conducteur.

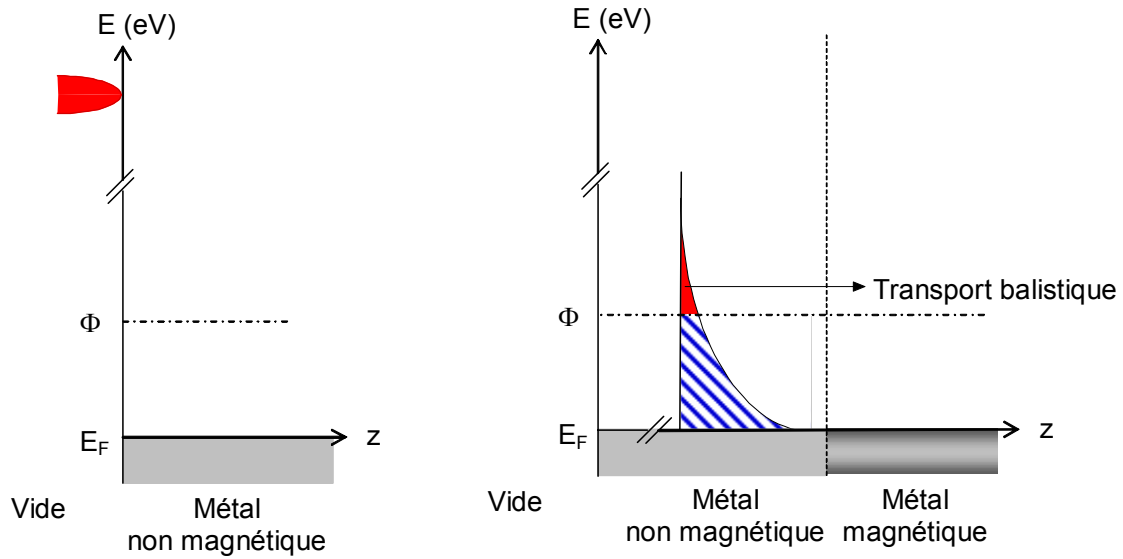


Figure I. 6 : Représentation schématique des étapes du transport dans la couche métallique.

A gauche : une distribution électronique est injectée depuis le vide dans la couche non magnétique. A droite : à l'entrée de la couche ferromagnétique, la distribution électronique est "thermalisée". La partie de la distribution en dessous de l'énergie d'émission Φ (Φ_{Au} ou Φ_B), ne pourra pas être transmise. La partie au-dessus de Φ traverse balistiquement la couche ferromagnétique et peut être transmise.

Toutefois, l'excitation d'électrons secondaires dans la couche non magnétique a deux conséquences. La première est l'augmentation de la transmission proportionnellement à l'énergie d'injection. La seconde est la dilution de la polarisation initiale.

Au cours de la traversée de la couche métallique de couverture, on considère qu'un électron incident d'énergie E_P répartit son énergie sur E_P / E_{moy} électrons secondaires d'énergie moyenne E_{moy} . Le nombre N d'électrons qui composent la distribution est alors $N_0 \times E_P / E_{moy}$, où N_0 est le nombre d'électrons injectés depuis le vide. Si E_{moy} est indépendante de E_P , alors N est proportionnel à E_P et $T = N / N_0$ augmente linéairement avec E_P .

Si la transmission augmente avec l'énergie d'injection en raison du nombre croissant d'électrons secondaires générés par la thermalisation de la distribution incidente, ces électrons sont issus de la couche de couverture qui est un métal non magnétique. Les électrons secondaires qui constituent l'essentiel du courant transmis sont donc non polarisés de spin. A

l'entrée de la couche magnétique, la distribution électronique est par conséquent composée d'électrons ayant gardé la mémoire de la polarisation de spin initiale, et d'électrons secondaires non polarisés. La polarisation P de cette distribution est différente de la polarisation initiale P_0 : $P = P_0 / N = P_0 \times E_{\text{moy}} / E_P$. La polarisation de la distribution à l'entrée du filtre à spin est d'autant plus diluée que l'énergie d'injection est élevée. L'asymétrie de transmission étant proportionnelle à la polarisation des électrons qui atteignent la couche magnétique (Eq. I. 9.), $\Delta T / 2T$ est proportionnel à E_{moy} / E_P . De ce fait, ΔT est constant.

Ce modèle, en accord avec les résultats expérimentaux, suppose que la thermalisation est quasiment complète dans la couche de couverture non magnétique. La traversée du filtre à spin se produit donc de façon balistique à une énergie voisine de l'énergie d'émission (Φ_{Au} ou Φ_{B}), indépendamment de E_P . Il est important de noter que dans les couches or / cobalt, les expériences de transmission ont également été réalisées en retournant la feuille auto-suspendue pour injecter les électrons, soit par la couche d'or la plus épaisse (22 nm), soit par la couche de plus faible épaisseur (2 nm). Les résultats obtenus dans les deux configurations sont identiques, ce qui démontre que le processus de thermalisation a lieu dans les tous premiers plans atomiques de la couche de couverture non magnétique.

Chapitre II

Montage expérimental et instrumentation

Ce deuxième chapitre décrit les conditions expérimentales dans lesquelles notre étude de transmission a été réalisée. Le montage comprend principalement :

- une photocathode d'arséniure de gallium, activée en affinité électronique négative et fonctionnant en condition de pompage optique, comme source d'électrons polarisés de spin,
- une optique électronique, purement électrostatique, pour transporter le faisceau d'électrons photogénéré et l'injecter dans l'échantillon,
- une chaîne de détection pour mesurer le courant collecté dans le semi-conducteur et le courant absorbé par la couche métallique.

L'obtention d'un vide poussé étant indispensable à l'activation des photocathodes de GaAs, l'ensemble "source, optique, échantillon" est inséré dans une enceinte à ultra-vide où règne une pression de quelques 10^{-11} Torr. Les résultats du Chapitre I obtenus sur une jonction fer / arséniure de gallium ont montré qu'aux basses énergies d'injection, la variation du courant transmis lorsque l'on modifie l'orientation relative de la polarisation incidente et de l'aimantation de la couche de fer est typiquement de l'ordre du pA. La détection de faibles courants transmis au travers d'une jonction constituant la difficulté majeure de ce travail expérimental, notre étude a été réalisée avec le souci permanent d'optimiser le rapport signal sur bruit de la mesure. Le maintien d'un niveau de signal satisfaisant a été obtenu par la préparation de sources d'électrons polarisés stables et intenses, puis par un transport efficace du faisceau d'électrons dans l'optique électrostatique. Nous avons notamment établi et calibré un mode de fonctionnement de l'optique électronique adapté à nos contraintes. Cette optimisation du niveau de signal est présentée dans les deux premières parties de ce chapitre. La troisième partie est quant à elle consacrée à l'instrumentation que nous avons développée pour mesurer des faibles courants en limitant le niveau de bruit à la sortie de la chaîne de détection.

II. 1 Démarche expérimentale

La Figure II. 1 représente un schéma de potentiels de l'expérience. L'optique électronique est conçue pour que les électrons issus de la photocathode de GaAs entrent avec une énergie cinétique ε nulle dans une électrode dorée mise à la masse. Les potentiels étant mesurés par rapport à la masse, le potentiel V_{cath} qu'il faut appliquer à la photocathode pour que $\varepsilon = 0$ est donc proportionnel à la différence des travaux de sortie Φ_{Au} de l'or et Φ_{cath} du GaAs : $eV_{\text{cath}} = \Phi_{\text{cath}} - \Phi_{\text{Au}} < 0$. L'énergie E_P (repérée par rapport au niveau de Fermi du métal)¹ des électrons injectés dans la jonction Schottky portée au potentiel $V_{\text{éch}}$, est alors donnée par la relation $E_P = eV_{\text{éch}} + \Phi_{\text{Au}} = e(V_{\text{éch}} - V_{\text{cath}}) + \Phi_{\text{cath}}$.

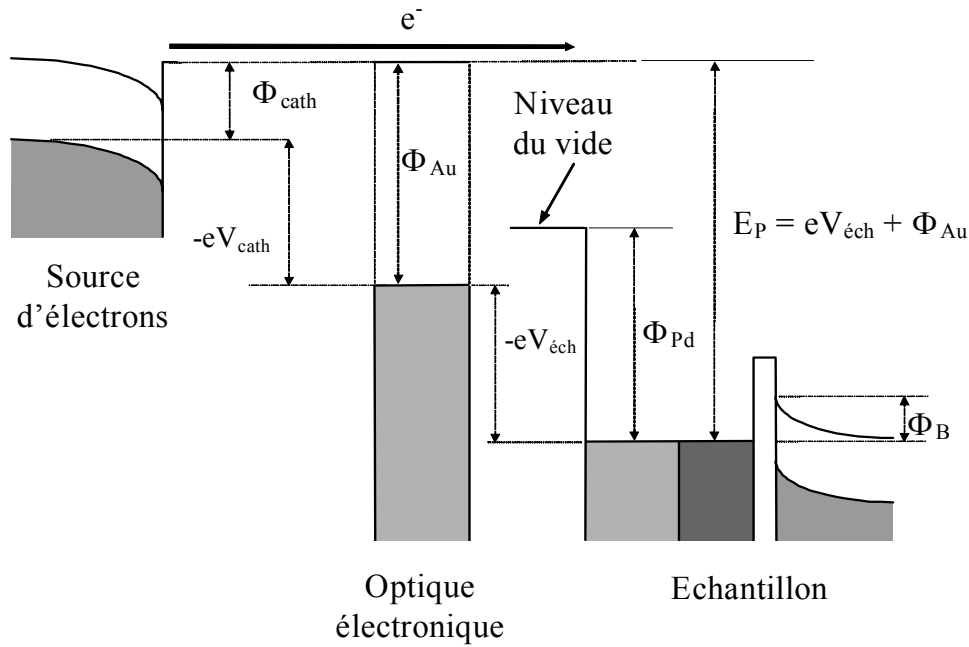


Figure II. 1 : Diagramme de bandes du montage expérimental. Les énergies étant référencées par rapport au niveau de Fermi de la jonction Schottky étudiée, l'énergie d'injection E_P d'un faisceau d'électrons émis dans le vide à partir de la photocathode de GaAs est définie par la relation $E_P = eV_{\text{éch}} + \Phi_{\text{Au}} = e(V_{\text{éch}} - V_{\text{cath}}) + \Phi_{\text{cath}}$.

L'énergie E_P étant déterminée par la différence de potentiel appliquée entre la source d'électrons et l'échantillon, il existe deux possibilités de la faire varier : soit maintenir le potentiel $V_{\text{éch}}$ fixe, proche de la masse, et varier le potentiel V_{cath} de la source d'électrons, soit laisser V_{cath} constant et proche de la masse en faisant varier $V_{\text{éch}}$. Or, l'ensemble "source

¹ Sauf mention particulière, les énergies seront toujours référencées par rapport au niveau de Fermi de l'échantillon.

Montage expérimental et instrumentation

d'électrons - optique électronique" est référencé par rapport au potentiel V_{cath} . Dans le premier cas, il serait donc nécessaire de faire varier les différents potentiels de l'optique électronique en même temps que le potentiel V_{cath} . Nous allons voir dans ce chapitre que l'utilisation pratique d'une optique électronique nécessite de bien définir les potentiels appliqués aux différentes électrodes qui la composent, et que des écarts minimes par rapport aux valeurs "théoriques" de ces potentiels peuvent avoir des conséquences importantes sur la focalisation du faisceau d'électrons. Pour l'étude que nous souhaitons mener, E_p doit être comprise entre quelques eV et 1 keV. Il n'est pas envisageable dans une gamme d'énergie aussi grande de régler l'ensemble de l'optique électronique à chaque changement de E_p . Nous avons par conséquent retenu la seconde solution qui consiste à ne varier que le potentiel appliqué à l'échantillon. Mais, l'application à l'échantillon d'une tension comprise entre 0 et 1000 Volts a deux conséquences majeures sur le fonctionnement de l'expérience. D'une part, il est nécessaire d'établir un mode de fonctionnement de l'optique électronique qui maintienne ses propriétés de focalisation sur l'échantillon dans toute la gamme de potentiel. D'autre part, la mesure du courant transmis au travers de la jonction doit être effectuée avec un picoampèremètre pouvant fonctionner à 1 kV.

II. 2 Sources d'électrons polarisés de spin

II. 2. 1 Pompage optique dans les semi-conducteurs

De manière générale, le pompage optique décrit le transfert du moment angulaire de la lumière à la matière, qui s'accompagne d'un remplissage (hors équilibre) de niveaux d'énergie ayant une orientation préférentielle de moment angulaire (niveaux Zeeman). Dans les semi-conducteurs, l'absorption de lumière polarisée circulairement se traduit par l'excitation d'électrons polarisés de spin dans la bande de conduction. Dans le GaAs par exemple, semi-conducteur à gap direct dans lequel le temps de vie d'un électron dans la bande de conduction est du même ordre de grandeur que son temps de relaxation de spin, on peut mesurer la polarisation de spin des électrons photogénérés dans la bande de conduction à partir du taux de polarisation circulaire de la photoluminescence.

La Figure II. 2. a) montre la structure de bandes de GaAs au voisinage du centre de la première zone de Brillouin et illustre les mécanismes d'absorption d'un photon de polarisation circulaire σ^+ et d'énergie voisine de l'énergie du gap E_g . Pour des photons d'énergie proche de E_g , des électrons peuvent être promus depuis les bandes de valence Γ_8 des trous lourds et des trous légers dans la bande de conduction Γ_6 . Les règles de sélection qui couplent les bandes Γ_8 de moment angulaire $J = 3/2$ à la bande Γ_6 de moment angulaire $J = 1/2$, imposent une variation du nombre quantique magnétique m_J de ± 1 pour l'absorption d'un photon polarisé σ^\pm . Le calcul des taux de transition entre les différents niveaux vérifiant $m_J = +1$ montre que la transition entre l'état Γ_8 ($J = 3/2, m_J = -3/2$) et l'état Γ_6 ($J = 1/2, m_J = -1/2$) est trois fois plus probable que la transition entre l'état Γ_8 ($J = 3/2, m_J = -1/2$) et l'état Γ_6 ($J = 1/2, m_J = +1/2$). Ainsi, la polarisation des électrons photogénérés dans la bande de conduction est de -50% pour des photons σ^+ totalement polarisés.² Pour des photons d'énergie supérieure à $E_g + \Delta$, où Δ est l'énergie dont est découplée, par l'interaction spin-orbite, la bande de valence Γ_7 des bandes de valence Γ_8 , les transitions à partir de la bande Γ_7 deviennent possibles. L'excitation d'électrons depuis cette bande rend égales les probabilités de photogénérer des électrons de spin $-1/2$ ou $+1/2$ dans la bande de conduction Γ_6 . La polarisation de spin de ces électrons est

² C. Hermann, G. Lampel and V. I. Safarov, *Optical pumping in semiconductors*, Ann. Phys. Fr. **10**, 1117 (1985).

Montage expérimental et instrumentation

donc une fonction décroissante de l'énergie des photons excitateurs. Ceci est mis en évidence par la mesure de la polarisation de la photoluminescence (Figure II. 2. b)^{3,4} qui présente une chute marquée à partir de l'énergie $E_g + \Delta$. Il est à noter que la courbe expérimentale de photoluminescence décroît sur toute la gamme d'énergie d'excitation et présente des valeurs plus faibles que les valeurs calculées. En réalité, les mécanismes de relaxation de spin dans la bande de conduction du semi-conducteur diminuent le taux de polarisation attendu théoriquement.⁵

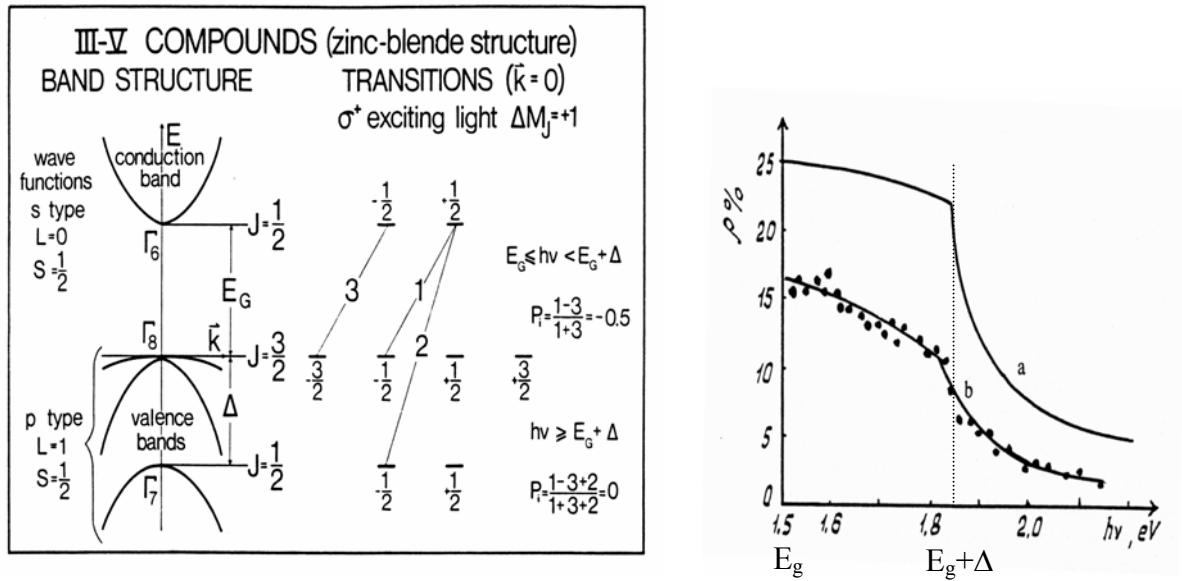


Figure II. 2 : D'après la référence 3. A gauche : description "atomique" de la structure de bandes et des règles de sélection pour les transitions optiques dans un semi-conducteur III-V à gap direct. Les paramètres E_g et Δ désignent respectivement l'énergie du gap et l'écart en énergie des bandes de valence Γ_8 et Γ_7 découplées par interaction spin-orbite. A droite : polarisation de la photoluminescence de GaAs irradié par de la lumière polarisée circulairement, en fonction de l'énergie $h\nu$ des photons excitateurs. La courbe (a) est obtenue théoriquement et la courbe (b) est expérimentale. La diminution brutale de la polarisation a lieu en $h\nu = E_g + \Delta$ où les transitions depuis la bande Γ_7 deviennent possibles.

³ F. Meier et B. P. Zakharchenya, éditeurs *Optical Orientation*. Modern problems in Condensed Matter Sciences, édité par V. M. Agranovich et A. A. Maradudin. Vol. 8. North-Holland, Amsterdam 1984.

⁴ M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*, Sov. Phys. JETP, **33**, 1053 (1971).

⁵ G. Fishman and G. Lampel, *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*, Phys. Rev. B **16**, 820 (1977).

II. 2. 2 Photocathode en affinité électronique négative

La possibilité d'abaisser le travail de sortie de la surface d'un cristal de GaAs de type p en dessous du minimum de la bande de conduction en volume, a permis de réaliser des sources d'électrons polarisés de spin intenses, quasi mono-cinétiques, dont le signe de la polarisation peut être inversé facilement en inversant la polarisation de la lumière excitatrice.⁶ En effet, si le travail de sortie d'une surface propre de GaAs est d'environ 4 eV, il peut être diminué de plusieurs eV par adsorption en ultra-vide de quelques monocouches d'atomes alcalins électropositifs (Na, K, Cs) et d'atomes électronégatifs (F, O) (Figure II. 3).⁷ Tout électron excité avec une faible énergie cinétique dans la bande de conduction n'est alors plus nécessairement confiné dans le cristal et a une probabilité importante d'être émis dans le vide. On dit que la photocathode de GaAs est activée en affinité électronique négative (AEN).

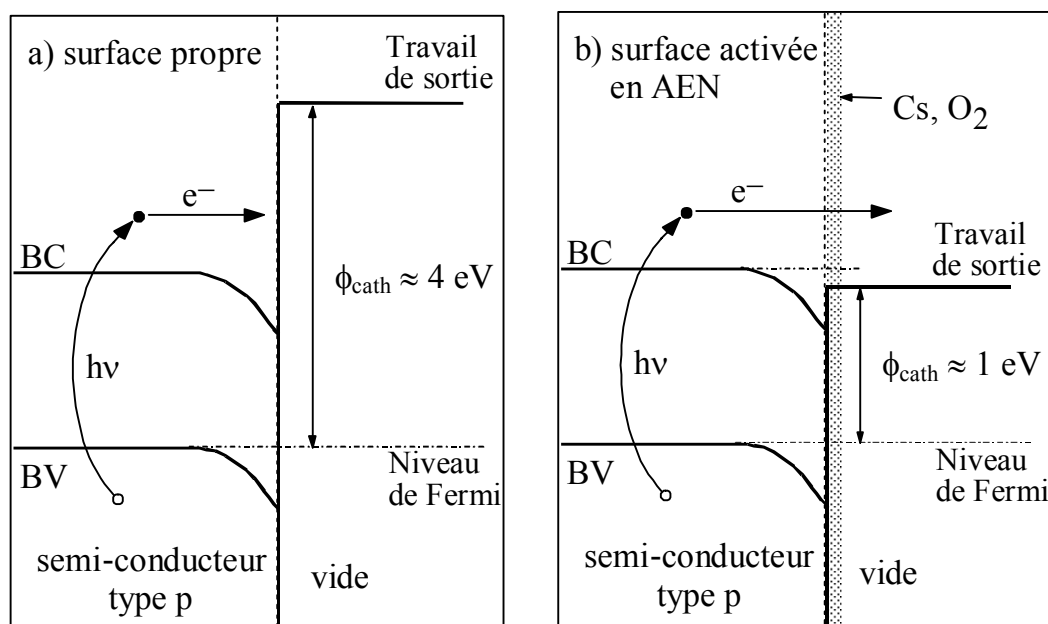


Figure II. 3 : D'après la référence 7. A gauche : structure de bandes dans l'espace réel d'un cristal propre de GaAs dopé p. Le travail de sortie est de l'ordre de 4 eV. A droite : structure de bandes d'une photocathode de GaAs activée en affinité électronique négative par déposition de césium et d'oxygène. Le travail de sortie est alors en dessous du minimum de la bande de conduction en volume. Des électrons photogénérés dans la bande de conduction ont une probabilité importante d'être émis dans le vide.

⁶ D. T. Pierce, F. Meier and P. Zürcher, *Negative electron affinity GaAs: a new source of spin-polarized electrons*, Appl. Phys. Lett. **26**, 670 (1975).

⁷ A. van der Sluijs, *Transmission d'électrons polarisés de spin au travers de structures ultraminces or/cobalt*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1996).

II. 2. 3 Réalisation pratique d'une source d'électrons polarisés de spin

Si les mécanismes responsables de l'abaissement du travail de sortie des surfaces de GaAs activées en AEN ne sont encore de nos jours que partiellement compris, la préparation des surfaces est bien connue depuis de nombreuses années. Une attention particulière a été portée à la réalisation de sources d'électrons stables, homogènes et reproductibles. Les performances des photocathodes dépendent crucialement de la qualité du vide résiduel de l'enceinte, de l'homogénéité du dépôt d'atomes alcalins (césium) et du nettoyage préalable de la surface de GaAs. Comme nous l'avons déjà mentionné, la pression dans l'enceinte à ultra-vide est maintenue dans la gamme des 10^{-11} Torr, et le gaz résiduel est essentiellement composé d'hydrogène. En pratique, la surface de la photocathode est d'abord chauffée à 590 °C pendant 1 à 2 minutes. Elle est ensuite activée par un dépôt de césium évaporé à partir d'un générateur commercial. Une vanne micro-fuite permet d'ajouter de l'oxygène dans l'enceinte à ultra-vide à une pression partielle de quelques 10^{-9} torr. Le processus d'activation est contrôlé en mesurant le courant de photoémission pendant le dépôt.

Les photocathodes que nous préparons ont un rendement quantique assez faible, de l'ordre du pour cent (typiquement 1 μ A est émis pour 1 mW de lumière excitatrice dans le proche infrarouge), et ont une stabilité de 24 heures environ. Ces conditions de fonctionnement sont très éloignées des performances rencontrées dans les accélérateurs ou les photomultiplicateurs, mais sont amplement suffisantes pour nos mesures. L'optique électronique, utilisée pour focaliser le faisceau de la photocathode sur l'échantillon, ne pouvant transporter efficacement des courants supérieurs à quelques microampères, nous sommes amenés à limiter l'intensité de la lumière excitatrice à environ 1 mW. Le faisceau lumineux excitateur est émis par une diode-laser de longueur d'onde 800 nm. La polarisation circulaire du faisceau est contrôlée par un modulateur électro-optique (cellule de Pockels). La source d'électrons utilisée dans ce travail délivre une polarisation longitudinale d'environ 25%, valeur usuelle pour les photocathodes de type p fortement dopée (dopage : 10^{19} cm⁻³).

II. 3 L'optique électronique

L'optique électronique assure le transport et la focalisation du faisceau d'électrons entre la source et l'échantillon, et convertit la composante longitudinale de la polarisation issue de la photocathode en composante transverse, parallèle à la direction de l'aimantation de la couche ferromagnétique. Afin de conserver le taux de polarisation de spin du faisceau photogénéré tout au long de son transport, le fonctionnement de l'optique est purement électrostatique et le champ magnétique terrestre est écranté par un blindage en μ -métal à l'intérieur de l'enceinte. La conception de cette optique électronique est basée sur l'association d'un spectromètre à électrons lents et d'une optique de sortie qui focalise sur la jonction le faisceau analysé en énergie. Cet ensemble, conçu et réalisé au laboratoire, est schématisé sur la Figure II. 4.⁸

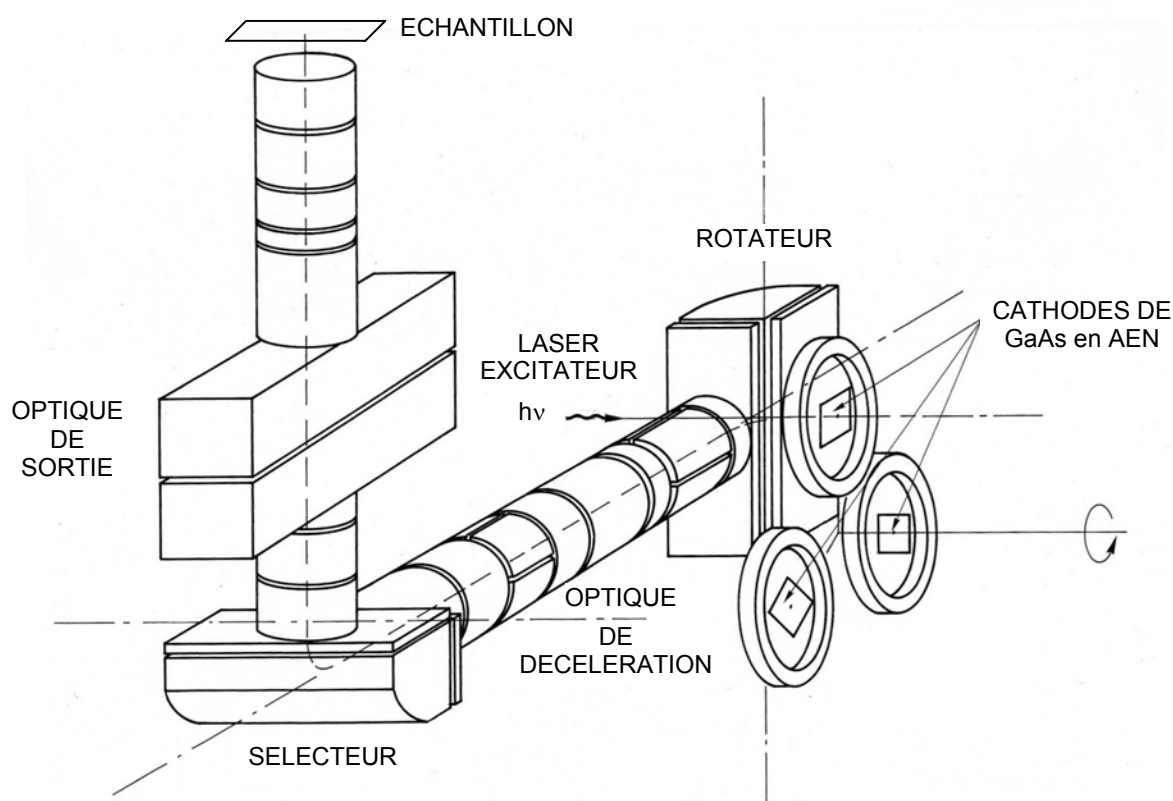


Figure II. 4 : D'après la référence 8. Plan de l'optique électronique. Cette optique est composée d'un spectromètre à électrons (rotateur, optique de décélération, sélecteur) et d'une optique de sortie. Les électrons sont filtrés en énergie par le sélecteur et focalisés sur l'échantillon par l'optique de sortie.

⁸ R. Houdré, *Photoémission de puits quantiques et de superréseaux GaAs/GaAlAs en état d'affinité électronique négative*, thèse d'Etat, Université de Paris-Sud, 1985.

II. 3. 1 Les optiques électrostatiques

II. 3. 1. 1 Lois de l'optique électronique

La formulation physique de l'optique électronique est basée sur l'équivalence entre la description du chemin optique d'un faisceau lumineux traversant un milieu réfringent et le mouvement d'une charge ponctuelle dans un champ électrique (cette formulation est présentée dans l'Annexe 1).⁹ On peut alors montrer que tout champ électrique à symétrie axiale a les propriétés d'une lentille convergente. En d'autres termes, on peut déterminer la trajectoire d'un faisceau d'électrons par de simples arguments géométriques, liant un espace "objet" à un espace "image". Ces lentilles électrostatiques ont des grandeurs caractéristiques (focale, grandissement, ...) qui vérifient les mêmes relations que celles de l'optique géométrique :

- loi de Newton : $(P-F_1)(Q-F_2) = f_1 f_2$

- grandissement linéaire : $\gamma = -f_1 / (P - F_1) = -(Q - F_2) / f_2$

où f_1 et f_2 sont respectivement les distances focales objet et image, F_1 et F_2 les abscisses des points focaux objet et image, P et Q les abscisses de l'objet et de l'image. Notons que les lentilles électrostatiques se comportent en général comme des lentilles épaisses car les lignes de champ pénètrent d'une électrode dans l'électrode voisine sur des distances ne pouvant pas être négligées devant les distances focales.

II. 3. 1. 2 Les lentilles électrostatiques : utilisation pratique

Les distances focales des lentilles électrostatiques dépendent de la géométrie des électrodes, de leurs dimensions et des potentiels qui sont appliqués. Cependant, la naissance des optiques électroniques remontant aux années 30, les différents modes de fonctionnement et les conditions d'utilisation des lentilles électrostatiques ont été tabulés depuis de nombreuses années. En pratique, il est simple de trouver les potentiels théoriques qu'il faut appliquer aux électrodes pour transporter et focaliser un faisceau d'électrons d'un point P vers un point Q .¹⁰ Dans notre expérience, les lentilles sont constituées de portions de cylindres coaxiaux de même diamètre intérieur $D = 10$ mm, et isolées les unes des autres par des billes de saphir imposant un écartement $G = 1$ mm. La Figure II. 5 est une représentation

⁹ O. Klemperer and M. E. Barnett, *Electron Optics*, third edition, Cambridge University Press, 1971.

¹⁰ E. Harting and F. H. Read, *Electrostatics Lenses*, Elsevier, Amsterdam, 1976.

schématique de deux électrodes, portées à des potentiels V_1 et V_2 , formant une lentille L à deux éléments. Dans ce cas, les focales objet et image sont uniquement fonction des rapports V_1 / V_2 et G / D . L'application des potentiels V_1 et V_2 a pour conséquence d'accélérer ou de décélérer le faisceau d'électrons sous l'action de la force électrostatique. C'est l'existence du gradient de cette force entre les deux électrodes qui confère au système ses propriétés de focalisation.

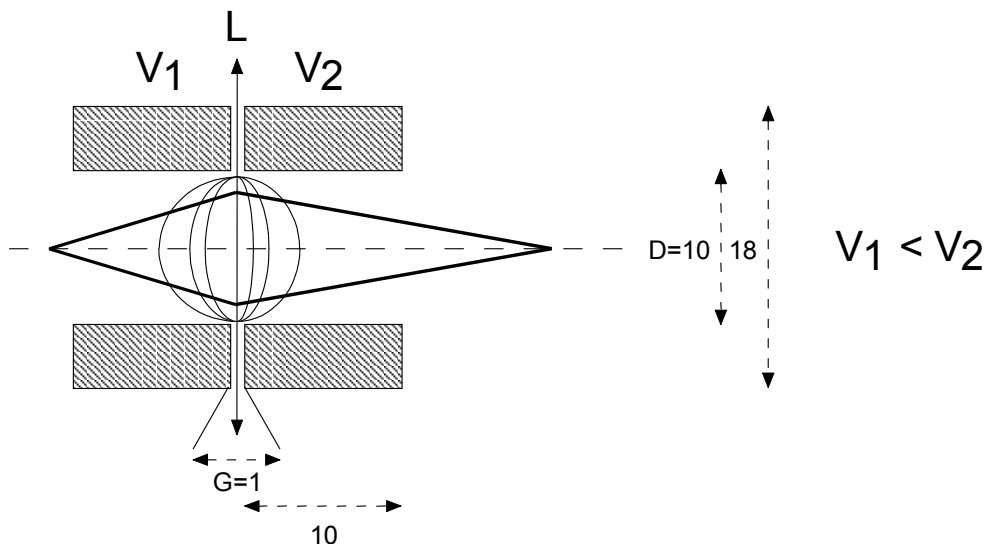


Figure II. 5 : Représentation schématique d'une lentille à deux éléments utilisée dans notre optique électronique. Les dimensions sont exprimées en millimètres. Les focales objet et image de cette lentille ne dépendent que de facteurs géométriques et du rapport V_1 / V_2 . Si $V_2 > V_1$ les lignes de champs de l'électrode 2 pénètrent dans l'électrode 1, conférant à la lentille L ses propriétés de focalisation.

II. 3. 2 Le spectromètre à électrons

II. 3. 2. 1 Principe de l'analyse en énergie

Le spectromètre à électrons est composé de trois éléments :

- un condensateur cylindrique appelé rotateur,
- une optique électronique de décélération,
- un sélecteur.

On appelle sélecteur, l'élément de l'optique électronique qui analyse en énergie le faisceau d'électrons issu de la photocathode. Il est composé d'une portion de condensateur définie par deux cylindres coaxiaux de rayon intérieur R_i , de rayon extérieur R_e et d'étendue

Montage expérimental et instrumentation

angulaire 90° . Ses deux armatures métalliques sont composées de grilles qui sont portées à des potentiels $V(R_I)$ et $V(R_E)$, créant entre elles, à une distance ρ de l'axe, un champ électrique radial $\Xi(\rho)$ tel que

$$\Xi(\rho) = \frac{(V(R_I) - V(R_E))}{\text{Ln}\left(\frac{R_E}{R_I}\right)} \frac{1}{\rho} \quad \text{Eq. II. 1.}$$

Seuls les électrons qui entrent normalement à la fente d'entrée du condensateur avec une énergie cinétique

$$E_A = \frac{e(V(R_I) - V(R_E))}{2\text{Ln}\left(\frac{R_E}{R_I}\right)} \quad \text{Eq. II. 2.}$$

décrivent une trajectoire circulaire de rayon $\rho_0 = (R_I + R_E)/2$ et ressortent du sélecteur (Figure II. 6). L'énergie E_A est appelée énergie d'accord ou énergie d'analyse. Les électrons désaccordés en énergie sont collectés par des plaques métalliques situées derrière les grilles de rayon R_I et R_E . Deux fentes de largeur s et de hauteur h sont placées sur le rayon moyen ρ_0 . On peut alors montrer que le sélecteur a des propriétés de focalisation dans le plan perpendiculaire à l'axe du condensateur, de sorte qu'il donne deux images distinctes, contenues dans le plan de la fente de sortie. La résolution en énergie ΔE du sélecteur dépend de l'énergie d'analyse E_A et de la largeur s des fentes :¹¹

$$\frac{\Delta E}{E_A} = \frac{s}{\rho_0} \quad \text{Eq. II. 3.}$$

La résolution du spectromètre est d'autant meilleure que le rapport s / ρ_0 est petit et que l'énergie d'analyse est faible. Au contraire, l'efficacité de transmission de l'optique électronique est d'autant plus importante que ΔE est grande. En mode de résolution optimale, $\Delta E = 20$ meV et l'optique électronique transmet typiquement 1% du courant photoémis par la photocathode. Dans nos expériences, le niveau de signal attendu après transmission du faisceau d'électrons au travers de la jonction Schottky est de quelques pA à faible énergie d'injection. Nous avons donc choisi d'utiliser le spectromètre dans un mode peu résolutif pour privilégier l'efficacité de transmission du sélecteur. Ce mode de fonctionnement permet une transmission dans l'optique de l'ordre de 10% pour un courant émergeant de la photocathode

¹¹ H.-J. Drouhin and M. Eminyan, *Simple concepts in the measurement of the energy distribution and spin polarization of an electron beam*, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1052 (1986).

de $1 \mu\text{A}$. La résolution du spectromètre est alors de 200 meV , et reste donc beaucoup plus faible que l'énergie d'injection E_p .

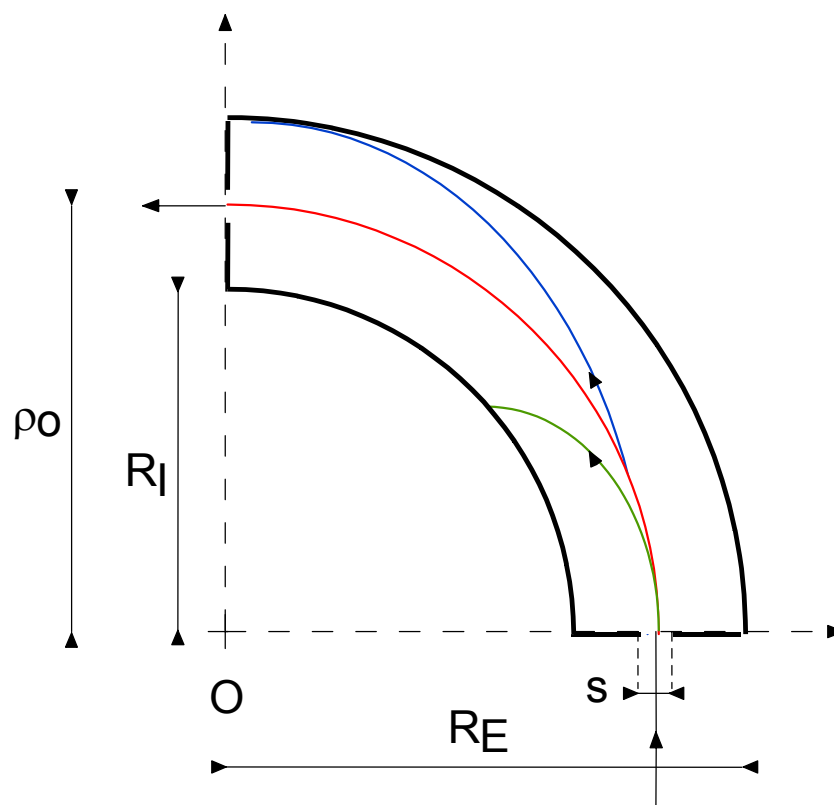


Figure II. 6 : Principe de fonctionnement du sélecteur. Le faisceau d'électrons est injecté entre deux portions de condensateur dont l'entrée et la sortie sont percées de fentes rectangulaires. Les électrons qui traversent le sélecteur sont ceux qui ont une énergie cinétique à l'entrée égale à $E_A \pm \Delta E$. Les électrons désaccordés en énergie sont collectés sur des armatures extérieures, non représentées sur la figure.

Les caractéristiques géométriques du rotateur sont identiques à celles du sélecteur, à ceci près que les dimensions des fentes d'entrée et de sortie sont beaucoup plus larges, et par conséquent peu sélectives en énergie. Le rotateur permet un éclairage normal à la surface de la photocathode de GaAs, et ramène le faisceau d'électrons dans l'axe du sélecteur après rotation de 90° . Cette rotation de 90° n'affecte pas le spin et permet de convertir la polarisation de spin longitudinale du faisceau issu de la photocathode en une polarisation transverse, parallèle à l'aimantation de la couche magnétique de la jonction Schottky. Il est à noter que le sélecteur induit, comme le rotateur, une déflexion du faisceau de 90° . Cependant, le plan de déflexion est choisi perpendiculaire au plan de déflexion du rotateur de sorte que le caractère transverse de la polarisation de spin est maintenu lors de la traversée du sélecteur.

Montage expérimental et instrumentation

L'optique de décélération forme l'image de la fente de sortie du rotateur sur la fente d'entrée du sélecteur. Elle est constituée de deux lentilles L_1 et L_2 , de deux jeux de déflecteurs D_1 et D_2 ,¹² et d'un diaphragme C (Figure II. 7).¹³

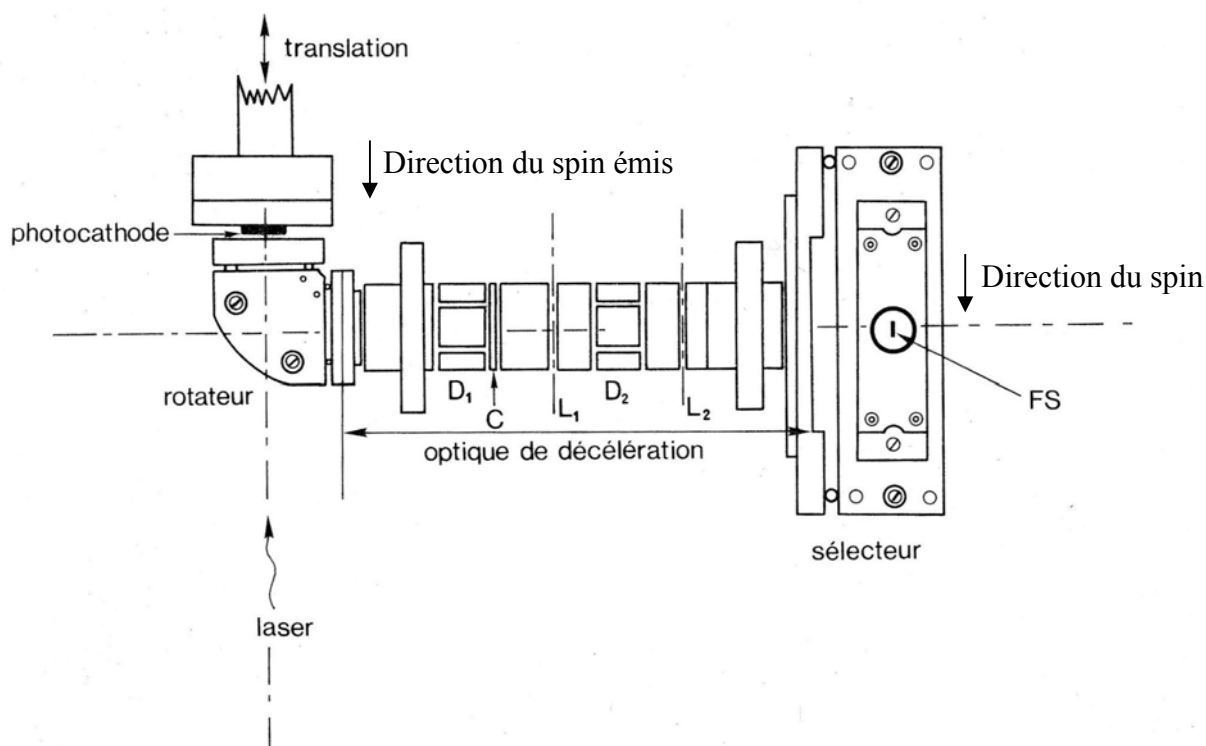


Figure II. 7 : D'après la référence 13. Schéma du spectromètre à électrons. Le rotateur permet de passer d'une polarisation longitudinale à une polarisation transverse. L'optique de décélération est constituée de deux lentilles L_1 et L_2 , de deux jeux de déflecteurs D_1 et D_2 et d'un diaphragme C. Le sélecteur, dont la fente de sortie est notée FS, analyse en énergie les électrons issus de la photocathode de GaAs.

II. 3. 2. 2 Distribution en énergie des électrons analysés

Le spectromètre fonctionne à énergie constante, c'est-à-dire que tous les potentiels des électrodes sont fixes (l'énergie d'analyse E_A est constante). Lorsque l'on balaye le potentiel V_{cath} autour de la valeur $(\phi_{\text{cath}} - \phi_{\text{Au}}) / e$, et que l'on utilise l'échantillon ou la première électrode de l'optique de sortie comme une simple anode, le courant mesuré décrit la distribution en énergie des électrons émis par la source (Figure II. 8). On appellera par la suite

¹² Un jeu de déflecteurs est un ensemble de quatre électrodes obtenu en divisant une électrode cylindrique en quatre parties égales et isolées électriquement. Les déflecteurs fonctionnent autour d'un même potentiel, mais peuvent être ajustés séparément pour modifier la trajectoire du faisceau d'électrons.

¹³ H.-J. Drouhin, *Sélection en énergie à très haute résolution des électrons émis par une photocathode d'arséniure de gallium en état d'affinité négative*, thèse de docteur-ingénieur, Ecole Polytechnique, 1982.

Chapitre II

cette distribution EDC pour "Electron Distribution Curve". Pour effectuer nos expériences de transmission, on choisit une valeur de V_{cath} fixe correspondant au maximum de l'EDC. La distribution des électrons injectés dans l'échantillon a alors une largeur égale à la résolution ΔE du spectromètre, soit typiquement 200 meV.

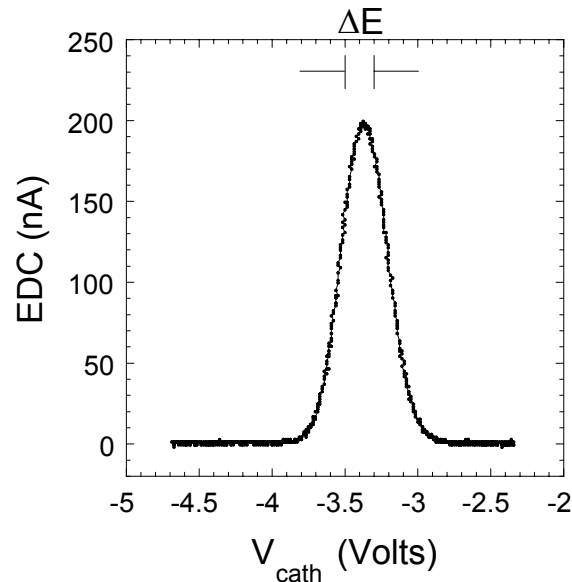


Figure II. 8 : Distribution en énergie des électrons photoémis par la photocathode de GaAs. Cette EDC est mesurée en sortie du sélecteur et obtenue dans les conditions de fonctionnement qui ont été choisies pour nos mesures de transmission. La résolution ΔE du spectromètre étant du même ordre de grandeur que la largeur spectrale de l'EDC, celle-ci apparaît légèrement élargie.

II. 3. 3 L'optique de sortie

II. 3. 3. 1 Principe de fonctionnement

Le spectromètre est couplé en sortie à une seconde optique utilisée pour ajuster la focalisation du faisceau incident sur l'échantillon. La Figure II. 9 est une photographie de cette optique qui a deux fonctions principales :

- au moyen de deux lentilles notées L_1 et L_R , elle permet de superposer les deux images (verticale et horizontale) du sélecteur, en une seule image sur l'échantillon,
- au moyen d'une lentille zoom à trois éléments notée L_Z , elle délivre cette image à position constante, quel que soit le potentiel $V_{\text{éch}}$ appliqué.

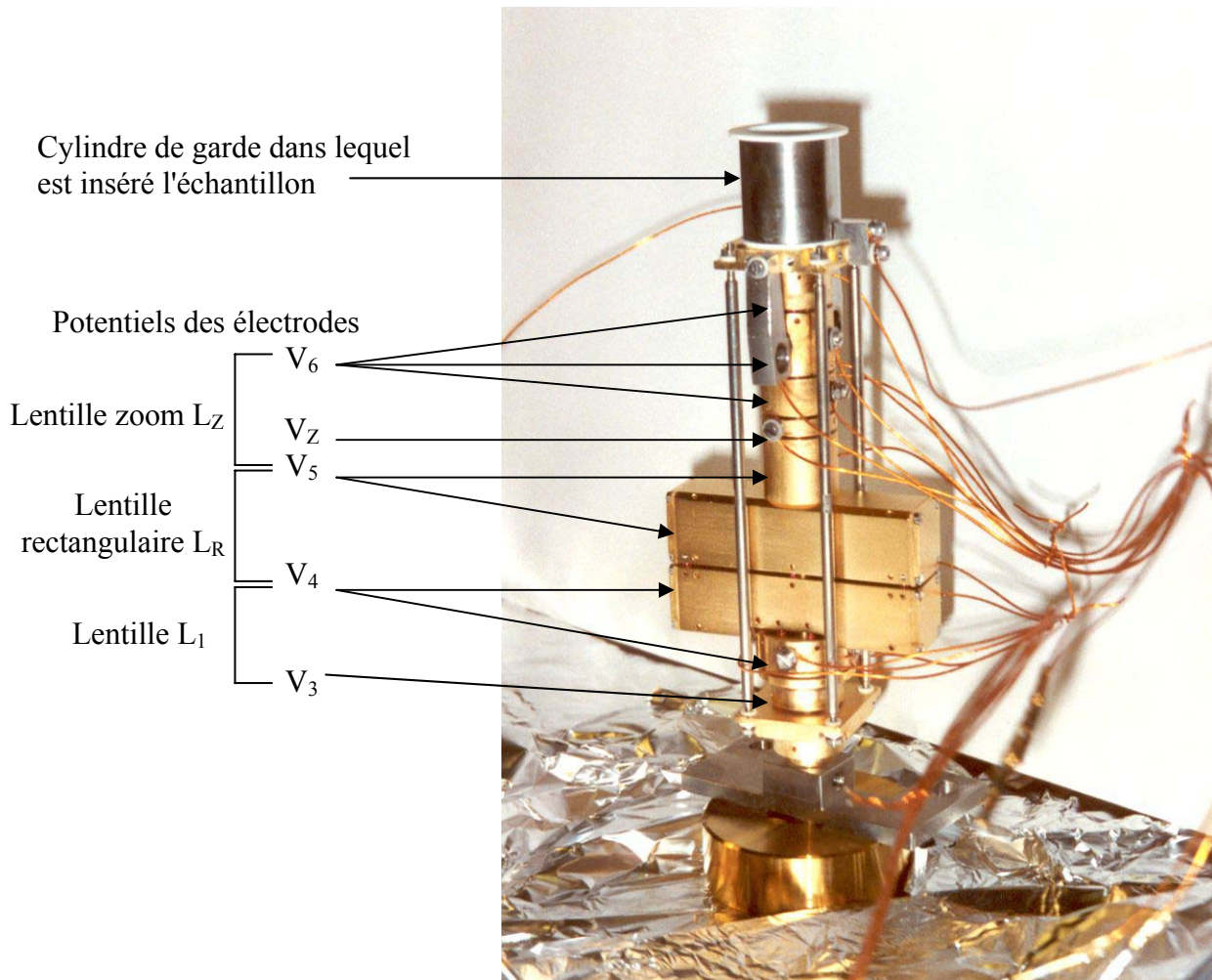


Figure II. 9 : Photographie de l'optique située en sortie du sélecteur. On distingue les deux électrodes rectangulaires et les éléments constituant la lentille zoom à trois éléments. La partie métallique non dorée au sommet de cette optique constitue le cylindre de garde dans lequel est inséré l'échantillon. Les notations relatives aux potentiels appliqués aux électrodes sont indiquées à gauche de la photographie.

Une lentille rectangulaire L_R , définie par les potentiels V_4 et V_5 , est utilisée pour remettre en coïncidence les images horizontale h_1 et verticale v_1 de la photocathode, issues respectivement des fentes de sortie et d'entrée du sélecteur. Cette lentille n'a de propriété focalisatrice que dans une seule direction (Figure II. 10). L'image h_1 est dans le plan focal objet d'une première lentille L_1 , définie par les potentiels V_3 et V_4 . Son image est donc rejetée à l'infini. La lentille L_R est orientée pour ne pas agir sur cette image. Au contraire, L_1 donne de v_1 , une image v_2 , placée dans le plan focal objet de L_R . Son image est également rejetée à l'infini.

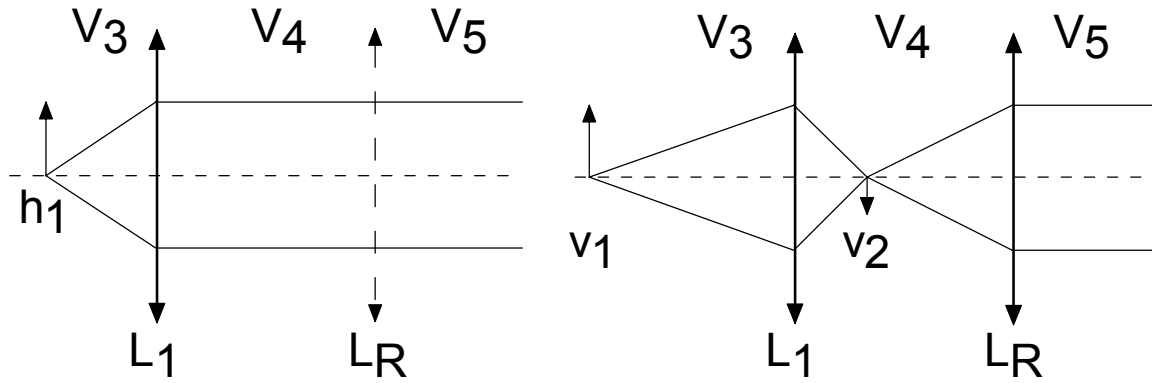


Figure II. 10 : Principe de fonctionnement de la lentille rectangulaire L_R . Des deux images h_1 et v_1 produites par le sélecteur, elle donne deux images, vues comme des objets à l'infini pour la lentille zoom L_Z à trois éléments (non représentée sur la figure).

La deuxième partie de l'optique de sortie est une lentille zoom à trois éléments portés aux potentiels V_5 , V_Z et V_6 . Cet ensemble donne, d'un objet à l'infini, une image à position constante sur l'échantillon porté au potentiel $V_{éch} = V_6$. Le rapport V_Z / V_5 permet d'ajuster cette position lorsque le potentiel d'analyse V_3 du sélecteur est modifié ou lorsque l'on fait varier le potentiel V_6 de la dernière électrode. Ce rapport V_Z / V_5 est une fonction du rapport V_6 / V_5 (voir Référence 8). D'autre part, la lentille L_1 et la lentille zoom sont équipées de quatre déflecteurs qui permettent un déplacement transverse du faisceau d'électrons suivant les directions arbitraires Nord, Sud, Est et Ouest. Les quatre premiers et quatre derniers déflecteurs sont respectivement aux potentiels moyens V_4 et V_6 , et sont appelés D_{4N} , D_{4S} , D_{4E} , D_{4O} et D_{6N} , D_{6S} , D_{6E} , D_{6O} .

La première partie de l'optique de sortie est accélératrice, et le rapport des potentiels est tel que $V_5 = 100 V_3$. Pour que la résolution du sélecteur soit de l'ordre de 200 meV, le potentiel V_3 doit être égal à 5 Volts. Par conséquent, V_5 vaut 500 Volts. D'autre part, le potentiel V_6 est défini par l'énergie d'injection, et une variation de V_6 entre 0 et 1 kV implique une variation correspondante du potentiel V_Z comprise entre 0 et 1,8 kV environ.

II. 3. 3. 2 Modification des potentiels de l'optique de sortie

Pour les mesures de transmission que nous souhaitons faire, la configuration de l'optique de sortie décrite ci-dessus présente deux inconvénients. D'abord, elle nécessite

Montage expérimental et instrumentation

l'emploi de hautes tensions sur les électrodes interdépendantes V_5 , V_Z et $V_6 = V_{\text{éch}}$. Les fortes tensions appliquées aux électrodes compliquent la mesure des courants qu'elles collectent, et entraînent de fortes pénétrations des lignes du champ électrique d'une électrode dans l'autre. Cette configuration suppose également que chaque énergie d'injection étudiée soit accompagnée d'une modification appropriée du potentiel V_Z , ce qui multiplie les difficultés associées à la focalisation du faisceau. Ces deux aspects ne sont pas d'une importance capitale lorsque les mesures de transport sont réalisées sur une gamme d'énergie d'injection n'excédant pas quelques dizaines de Volts. En revanche, cette utilisation de l'optique de sortie devient problématique pour la gamme d'énergie que nous nous sommes fixée. Nous avons donc établi d'autres conditions de potentiels de l'optique de sortie tout en conservant son principe de fonctionnement.

Nous avons découplé pour cela le potentiel $V_{\text{éch}}$, définissant l'énergie d'injection E_p dans la jonction Schottky, du potentiel V_6 de la dernière électrode en modifiant la géométrie du porte-échantillon (voir section II. 3. 4). L'insertion d'un potentiel supplémentaire permet de régler indépendamment la focalisation et l'énergie d'injection. De plus, l'échantillon a été éloigné de la dernière électrode V_6 dans laquelle il était inséré précédemment, de sorte que $V_{\text{éch}}$ ne modifie pas, ou peu, les propriétés de focalisation du faisceau définies par V_3 , V_4 , V_5 , V_Z et V_6 . Les potentiels retenus pour nos mesures sont à présent :

$$V_4 = 12 V_3 ; V_5 = V_4 / 3 ; V_Z = 4 V_5 \text{ et } V_6 = 2 V_5$$

où V_3 est fixé à 5 Volts par le choix du potentiel d'analyse du sélecteur ($\Delta E = 200 \text{ meV}$). Quel que soit le potentiel appliqué à l'échantillon, on a donc :

$$V_3 = 5 \text{ V} ; V_4 = 60 \text{ V} ; V_5 = 20 \text{ V} ; V_Z = 80 \text{ V et } V_6 = 40 \text{ V}$$

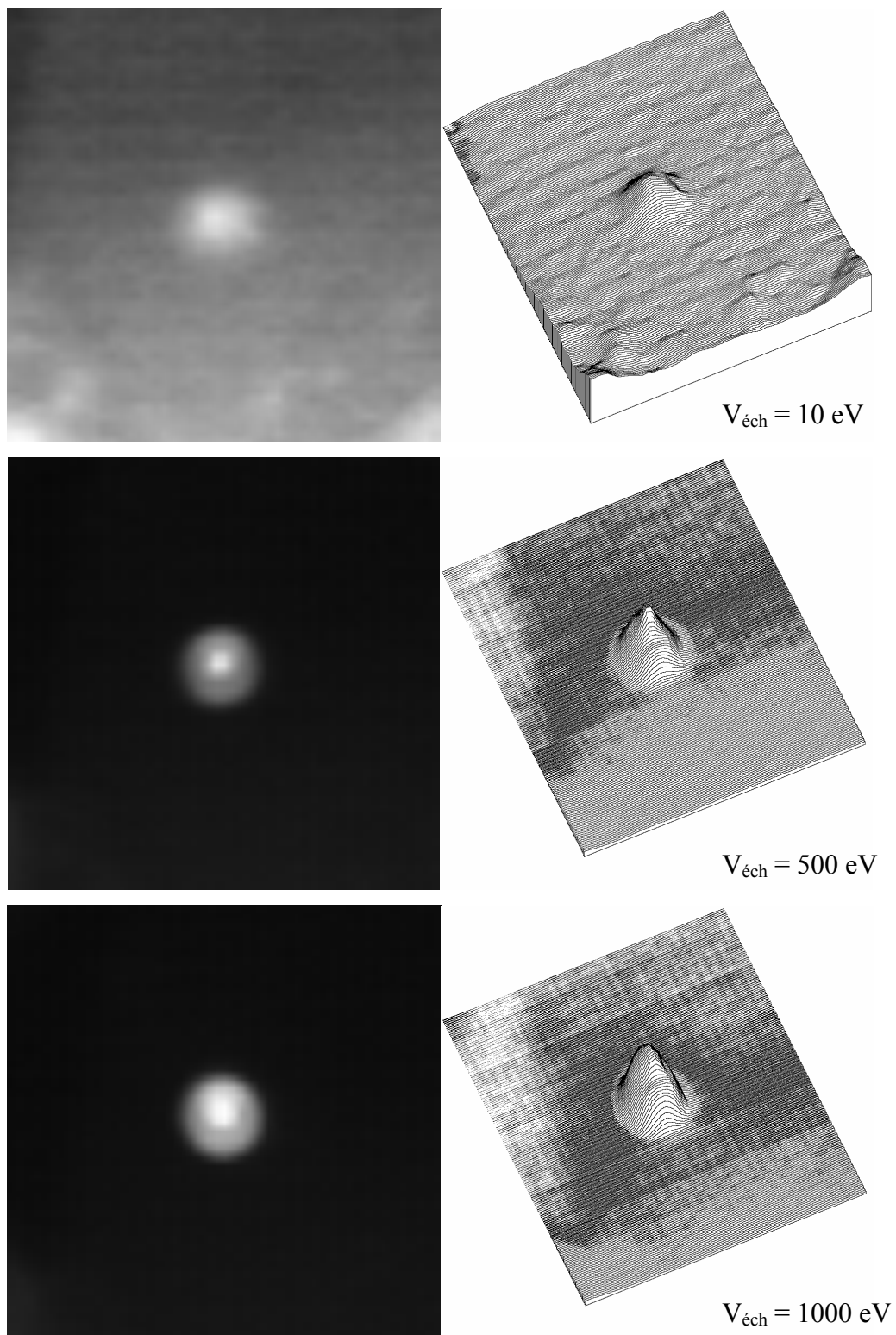
Ce choix de potentiels à plusieurs avantages :

- il permet d'abord d'éviter l'application de hautes tensions sur les électrodes, ce qui facilite l'utilisation de l'optique électronique,
- le potentiel de l'échantillon n'étant plus déterminé par le potentiel V_6 , on s'affranchit de l'ajustement de V_Z lorsque l'on change l'énergie d'injection,
- on maintien un potentiel faible (au regard de notre domaine d'énergie) sur V_6 , ce qui permet de garder l'échantillon plus attracteur que la dernière électrode. On conserve ainsi de bonnes propriétés de focalisation et on évite la rétrodiffusion ou la réémission d'électrons par la face avant de l'échantillon.

II. 3. 3. 3 Caractérisation de l'optique de sortie

En pratique, les potentiels qu'il faut appliquer aux électrodes pour obtenir une bonne focalisation s'écartent de quelques pour cents des potentiels théoriques. Certaines électrodes sont de plus particulièrement cruciales dans le bon fonctionnement de l'optique, alors que d'autres au contraire ont peu d'influence. Nous avons donc caractérisé le comportement de l'optique électronique avec pour critères la transmission de l'ensemble de l'optique (rapport du courant de sortie sur le courant d'entrée) et la qualité de l'image formée par le faisceau électronique sur un écran phosphorescent, positionné à la place de l'échantillon.

La Figure II. 11 présente quelques résultats de cette caractérisation où l'écran phosphorescent est porté à $V_{\text{éch}}$. Les images de gauche correspondent aux clichés pris par une caméra CCD placée au-dessus de l'optique électronique pour les valeurs théoriques de V_3 , V_4 , V_5 , V_Z et V_6 , mais pour trois potentiels $V_{\text{éch}}$ différents (10, 500 et 1000 eV). Les dimensions des images sont de 12 mm par 12 mm et les représentations tridimensionnelles à droite des clichés caractérisent les profils d'intensité du spot électronique. L'application des potentiels théoriques aux différentes électrodes de l'optique donne des conditions de mesure presque optimales. La variation de $V_{\text{éch}}$ entre 0 et 1000 V n'altère pas la focalisation du faisceau incident mais modifie légèrement, aux faibles énergies d'injection, les coordonnées spatiales de son point d'impact (typiquement de 1 mm). Lorsque $V_{\text{éch}}$ est grand devant V_6 (qui vaut 40 Volts), le potentiel de l'écran est fortement attracteur et les lignes de champ pénètrent dans l'optique. Les déflecteurs D_6 ont alors très peu d'influence sur le positionnement du spot, et l'impossibilité de sonder librement la surface de l'échantillon à haute énergie d'injection impose au faisceau d'électrons d'être parfaitement centré sur l'axe de l'optique. Les meilleures conditions de fonctionnement lorsque $V_{\text{éch}}$ est compris entre 0 et 1000 Volts ont été obtenues pour des potentiels ne s'écartant que de 5% des valeurs théoriques sur les déflecteurs D_4 et D_6 . Les potentiels appliqués au spectromètre sont également très proches des valeurs théoriques et n'ont pas d'influence sur la focalisation ou le positionnement du faisceau d'électrons. Le spectromètre et l'optique de sortie peuvent donc être réglés indépendamment.



Figures II. 11 : Images 12 mm par 12 mm du faisceau électronique sur un écran phosphorescent placé à la place de l'échantillon pour $V_{\text{éch}} = 10, 500$ et 1000 eV . Le diamètre du spot est inférieur à 2 mm.

II. 3. 4 Le porte-échantillon

La dernière électrode V_6 est prolongée par un cylindre de garde, porté à un potentiel V_G , isolé électriquement par des billes de saphir. Le porte-échantillon que nous avons conçu est également isolé de ce cylindre par une rondelle de céramique. La configuration du montage permet alors de contrôler indépendamment les trois potentiels V_6 , $V_{éch}$ et V_G .

Le porte-échantillon répond à plusieurs exigences :

- permettre une prise de contact électrique sur les deux faces de la jonction, notamment sur la couche nanométrique de métal,
- être compatible avec des conditions d'ultra-vide et être constitué de matériaux amagnétiques,
- former une cage de Faraday, de sorte qu'aucun électron ne puisse arriver sur les contacts électriques de mesure s'il n'est pas passé par l'ensemble de l'optique électronique ; on limite ainsi toute contribution parasite aux courants détectés,
- isoler parfaitement la face métallique de la face semi-conductrice, afin que le courant collecté dans le semi-conducteur provienne exclusivement des électrons ayant traversé la couche métallique ; là encore, l'objectif est de limiter toute contribution parasite à l'évaluation du courant transmis au travers de la jonction,
- être isolé du cylindre de garde, relié à un potentiel très proche de la masse, pour pouvoir appliquer des tensions supérieures au kV sur l'échantillon,
- être maintenu entre deux bobines de Helmholtz pour aimanter in-situ la couche de métal ferromagnétique.

La Figure II. 12 représente une vue en coupe du porte-échantillon. Cinq couleurs principales sont utilisées pour distinguer les différents éléments :

- en jaune, la dernière électrode portée au potentiel V_6 et terminée par un diaphragme de 5 mm,
- en gris, les systèmes permettant l'isolation électrique (rondelles de céramique et billes de saphir),
- en vert, le cylindre de garde, porté à un potentiel V_G faible mais répulsif,
- en rouge et orange, le corps du porte-échantillon et un diaphragme de 3 mm permettant la prise de contact sur la couche métallique de la jonction,

Montage expérimental et instrumentation

- en bleu, les éléments conducteurs contactés sur la face semi-conductrice de la jonction et permettant la mesure du courant transmis.

Éléments du porte-échantillon :

Contact arrière $V_{éch}$

Contact avant $V_{éch}$

Diaphragme $V_{éch}$

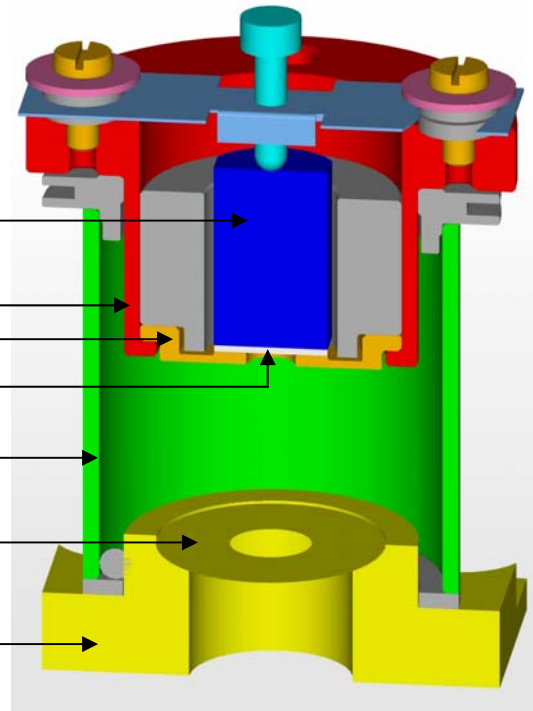
Echantillon $V_{éch}$

Cylindre de garde V_G

Diaphragme V_6

Electrode V_6

Echelle : $\longleftrightarrow 10\text{ mm}$

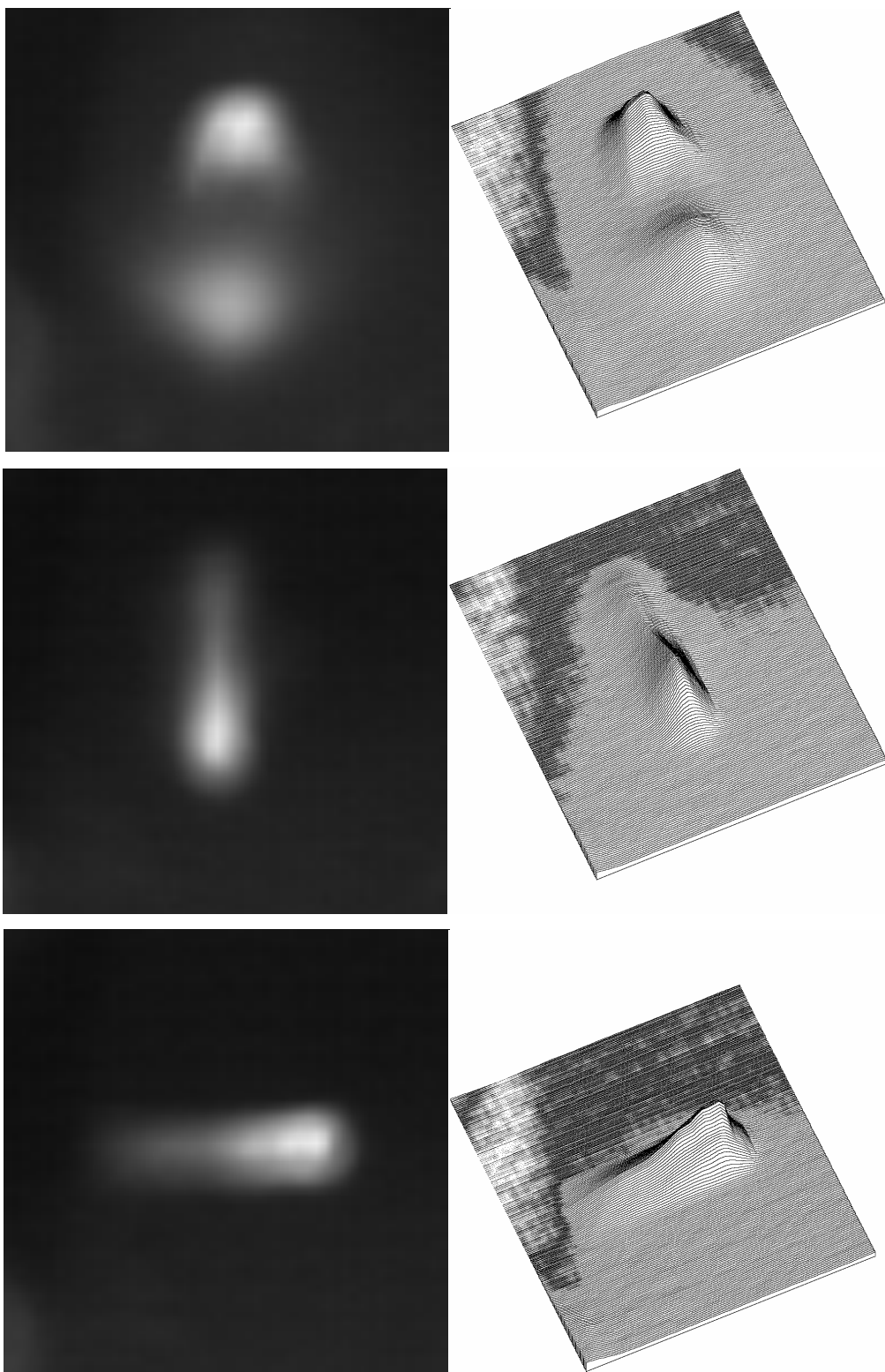


Figures II. 12 : Vue en coupe du porte-échantillon positionné au sommet de l'optique électronique. L'ensemble est inséré entre deux bobines de Helmholtz (non représentées sur la figure) pour aimanter in-situ la couche ferromagnétique de la jonction.

II. 3. 5 Influences de la focalisation et du positionnement du faisceau d'électrons sur la mesure du courant transmis

Le positionnement du faisceau d'électrons sur l'échantillon est un paramètre crucial pour la mesure du courant I_B absorbé par la couche métallique et la mesure du courant I_C collecté dans le semi-conducteur. Par exemple, lorsque le faisceau injecté, d'intensité I_E , est focalisé sur le diaphragme du porte-échantillon mais n'atteint pas la couche métallique de la jonction, nous mesurons $I_C = 0$ et $I_B = I_E$ quelle que soit E_p . En pratique, une telle situation peut se produire car le point de focalisation du faisceau se déplace légèrement lorsque l'on change $V_{éch}$. Il est en effet difficile de rendre le fonctionnement de l'optique électronique totalement indépendant de l'énergie d'injection pour $V_{éch}$ compris entre 0 et 1000 Volts. D'autre part, l'étude de l'image du faisceau d'électrons sur l'écran phosphorescent en fonction des potentiels de l'optique électronique a montré que le faisceau pouvait se déformer, se

dédoubler ou diffuser sur le diaphragme de l'électrode V_6 . La Figure II. 13 illustre trois de ces configurations. Les clichés sont obtenus pour une énergie d'injection de 500 eV et pour des potentiels D_4 de l'optique de sortie qui s'écartent de 5 à 10% de leurs valeurs théoriques. Les dimensions de l'image sont de 12 mm par 12 mm, et les courbes tridimensionnelles à droite des clichés correspondent aux profils d'intensité du spot électronique dans chaque configuration. Comme pour le positionnement du spot sur l'échantillon, une défocalisation du faisceau peut conduire à des comportements "anormaux" des courants mesurés dans la jonction. Il est donc indispensable de se fixer des critères de réglage. Lorsque les potentiels de l'optique de sortie V_3 , V_4 , V_Z et V_6 sont à leurs valeurs théoriques et que les déflecteurs D_4 et D_6 sont à leurs valeurs optimisées, la maximisation du courant injecté dans l'échantillon correspond aux meilleures conditions de focalisation du faisceau d'électrons. Dans toutes les mesures de transmission que nous avons effectuées, nous avons utilisé ce critère pour travailler dans des conditions expérimentales contrôlées et similaires d'un échantillon à l'autre.



Figures II. 13 : Images 12 mm par 12 mm du faisceau électronique sur l'écran phosphorescent pour des valeurs de D_4 s'écartant de 10% au plus des valeurs théoriques. Dans ces mesures, $V_{\text{éch}} = 500$ Volts.

II. 4 Instrumentation pour la détection de faibles courants

Pour les études de transmission que nous souhaitons mener, il nous faut mesurer en fonction de l'énergie d'injection le courant I_B circulant dans la couche métallique et le courant I_C collecté dans le semi-conducteur. Les transmissions obtenues jusqu'à présent dans les jonctions Schottky Fe / GaAs étant de l'ordre de 10^{-4} aux basses énergies d'injection, on attend, pour un courant incident I_E de 100 nA, un courant I_C de 10 pA environ. Sur ce courant I_C , les dépendances en spin observées dans les études précédentes pour un faisceau incident polarisé à 25% sont typiquement de 5%. Le système de mesure doit par conséquent être sensible à des variations du courant I_C inférieures au pA. Ces performances doivent également être obtenues pour des tensions appliquées à l'échantillon, c'est-à-dire à la chaîne de détection, atteignant 1000 Volts. La mesure du courant transmis se heurte donc à deux difficultés majeures :

- s'affranchir de tout courant parasite grand devant I_C , pour ne pas noyer le signal recherché dans un fond continu trop important,
- limiter les différents bruits en courant générés aux bornes de la jonction pour que le rapport signal sur bruit de la mesure soit au moins égal à 1 pour des temps d'intégration de quelques minutes.

II. 4. 1 Courants parasites dans une jonction Schottky

II. 4. 1. 1 Courant noir, courant de polarisation et photocourant

Idéalement, lorsqu'un métal est déposé sur un semi-conducteur et que l'interface entre ces deux matériaux reste abrupte, il se forme un contact électrique redresseur et la caractéristique courant / tension de la jonction réalisée n'est plus linéaire. La relation liant le courant I à la tension de polarisation V peut être déterminée dans le cadre de la théorie de l'émission thermoionique.¹⁴ Dans ce modèle, le processus qui limite le niveau de courant est le transfert de porteurs majoritaires à l'interface entre le métal et le semi-conducteur. Les effets d'entraînement et de diffusion dans la zone de charge d'espace sont donc négligés. On peut alors montrer que le courant I s'écrit :

¹⁴ E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal-Semiconductor contacts*, Clarendon Press, Oxford 1988 (2nd Ed.).

$$I = A^{**} S \tau^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{k_B \tau}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B \tau}\right) - 1 \right] = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B \tau}\right) - 1 \right] \quad \text{Eq. II. 4.}$$

où $A^{**} = 4\pi m^* e k_B^2 / h^3$ est la constante de Richardson, k_B la constante de Boltzmann, τ la température, S la surface de la jonction, et Φ_B la hauteur de la barrière Schottky. Dans l'expression de A^{**} , m^* est la masse effective des électrons dans le semi-conducteur et h est la constante de Planck. Le courant $I_0 = A^{**} S \tau^2 \exp(-e\phi_B / k_B \tau)$ est appelé courant de saturation ou courant noir et correspond à l'asymptote de la caractéristique I / V lorsque V tend vers moins l'infini.

Si la diode Schottky est polarisée en directe ($V > 0$), le courant qui circule dans la jonction devient très rapidement supérieur à I_0 . Si elle est polarisée en inverse ($V < 0$), le courant I_0 traverse la jonction. Dans les jonctions Fe / GaAs que nous étudions, I_0 est typiquement compris entre 10 et 100 nA. Pour détecter des variations de courant transmis inférieures à 1 pA, il est donc clair que nous allons chercher à minimiser la tension de polarisation. Plaçons-nous à température ambiante dans le cas où eV est négligeable devant $k_B \tau$. De l'expression II. 4, on déduit que $I \approx eV I_0 / k_B \tau$. Une tension de polarisation de 1 mV engendre un courant $I \approx I_0 / 25$. On obtient ainsi très facilement un courant de 1 nA dans la jonction pour une tension de polarisation de seulement 1 mV. Ce courant est de trois ordres de grandeur supérieur aux variations de I_C que l'on souhaite détecter. Il nous faut par conséquent travailler à polarisation rigoureusement nulle ou de manière à compenser le courant noir. Remarquons que si l'on applique une tension de 1000 Volts aux deux bornes de l'échantillon, cette tension doit être définie pour chaque contact à mieux que 10^{-6} près.

D'autre part, sous éclairage, on génère dans la jonction un photocourant de porteurs minoritaires qui translate la caractéristique courant / tension. Les courants mis en jeu dépendent du taux d'éclairement, mais 1 mW de puissance lumineuse génère typiquement 1 mA de photocourant. Une puissance lumineuse de seulement 1 pW est suffisante pour perturber nos mesures de transmission. Indépendamment de tout problème lié à la détection, les mesures devront être réalisées dans des conditions d'obscurité pour l'échantillon.

II. 4. 1. 2 Influence des résistances d'accès

Lorsque l'on injecte des électrons dans une électrode, la mesure du courant absorbé se fait au travers d'une impédance infinie, celle de la barrière vide / électrode. On peut alors mesurer des courants aussi faibles que le permet la chaîne de détection. En revanche, lorsque l'on veut mesurer le courant qui traverse une jonction non polarisée de résistance équivalente R_0 , la mesure se fait au travers d'une impédance finie. Dans les diodes Schottky, R_0 est la résistance de la jonction à tension de polarisation nulle. Cette résistance est en pratique déterminée par la pente à l'origine de la caractéristique I / V de la jonction. Pour les échantillons que nous avons étudiés, R_0 est de quelques centaines de $k\Omega$. Indépendamment des performances du système de mesure, le problème qui se pose est d'estimer l'amplitude du courant parasite qui circule dans la jonction lorsque l'on y injecte un courant I_E . Pour cela, modélisons la jonction Schottky par une diode idéale et deux résistances r_B et r_C pour prendre en compte les impédances d'entrée de la chaîne de détection et les résistances des contacts électriques sur le métal et le semi-conducteur respectivement. Connectons la face avant (métal) et la face arrière (semi-conducteur) de l'échantillon à un potentiel de référence ($V_{éch}$) comme indiqué sur la Figure II. 14.

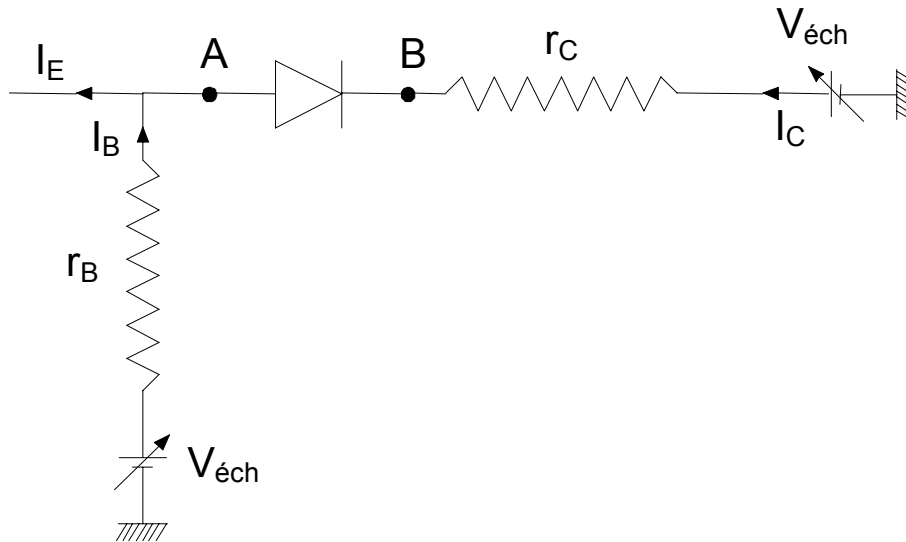


Figure II. 14 : Représentation simplifiée d'une jonction Schottky connectée en face avant et en face arrière à un même potentiel $V_{éch}$. On note r_B et r_C les résistances d'accès de la jonction. On rappelle que I_B est le courant circulant dans la couche métallique et que I_C est le courant collecté dans le semi-conducteur lorsqu'un courant I_E est injecté dans la jonction.

Montage expérimental et instrumentation

Tout courant I_E injecté dans ce circuit élémentaire se répartit entre les deux contacts de la jonction, et par définition $I_C = T \times I_E$ et $I_B = (1 - T) \times I_E$. Ces courants traversent respectivement les résistances r_C et r_B , polarisant la jonction d'une tension $V_A - V_B = I_E \times (r_B - T \times (r_B + r_C))$. Lorsque T est négligeable devant l'unité, $V_A - V_B \approx I_E \times r_B$. Comme I_E est typiquement de l'ordre de 100 nA et r_B de quelques Ohms au moins,¹⁵ $V_A - V_B \approx 1 \mu V$. Dans les jonctions Schottky que nous étudions, une telle polarisation induit un courant parasite de 1 pA environ. Ce courant parasite ne dépend que des contacts électriques sur l'échantillon et nullement de la transmission au-dessus de la barrière Schottky. De plus, il ne peut pas être annulé et se superpose aux mesures de courant transmis. Ce courant est de l'ordre de grandeur des courants transmis aux faibles énergies d'injection, et il sera par conséquent délicat d'étudier des échantillons dans lesquels la transmission est inférieure à 10^{-5} . Néanmoins, ce courant de polarisation est indépendant de l'énergie d'injection car il ne dépend pas des mécanismes de transport dans la couche métallique. Si l'on doit mesurer une transmission dans la gamme des 10^{-5} , il suffira de vérifier qu'elle augmente quand l'énergie d'injection croît pour s'assurer qu'il s'agit d'un "vrai" courant d'électrons transmis au-dessus de la barrière Schottky.

II. 4. 2 Bruits en courant de la chaîne de détection

En pratique, la mesure de la transmission au travers de la jonction se ramène au problème de la mesure d'un faible courant aux bornes d'une impédance finie. Dans ce cas, toute fluctuation ou dérive de tension dans le système de détection génère un bruit en courant aux bornes de la jonction. Par conséquent, le niveau de bruit qui entache la mesure est plus important que dans les systèmes d'impédance infinie.

II. 4. 2. 1 Généralités sur le bruit

On désigne par bruit l'ensemble des signaux indésirables qui limitent la précision de la mesure. La notion de bruit est inséparable de la notion de mesure, car le signal détecté est la superposition du signal recherché et des bruits. On parlera ici de bruits "irréductibles", c'est-à-dire ceux sur lesquels l'expérimentateur ne peut à priori pas agir. Un bruit irréductible est un

¹⁵ A. Filipe, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Peretti, V. I. Safarov and A. Schuhl, *A new spin filter: the magnetic Schottky diode*, Proceedings of the MRS Spring Meeting (San Francisco, 1997).

Chapitre II

signal imprévisible que l'on modélise par une fonction aléatoire du temps $b(t)$ qui possède certaines propriétés :

- elle est stationnaire et ses propriétés ne dépendent pas de l'origine des temps,
- sa moyenne temporelle est nulle,
- sa valeur quadratique moyenne est constante,
- les bruits émis par des sources indépendantes ne sont pas corrélés et s'ajoutent de façon quadratique.

Bien que les bruits considérés ici soient dits irréductibles, il existe des stratégies de détection pour en diminuer l'impact sur la mesure. La stratégie la plus naturelle est de moyenner temporellement le signal mesuré. Mais de manière générale, ces bruits sont large bande, c'est-à-dire qu'ils ont des contributions à toutes les fréquences. Le signal recherché quant à lui ne nécessite pas d'être extrait pour toutes les fréquences. Aussi, les techniques utilisées pour améliorer le rapport signal sur bruit d'une mesure reposent aussi sur des méthodes de filtrage (réduction de la bande passante).

II. 4. 2. 2 Bruits de la chaîne de détection

La chaîne de détection est nécessairement composée d'éléments passifs, comme les résistances, et d'éléments actifs comme par exemple les amplificateurs opérationnels. Ces composants ne sont jamais idéaux et se comportent comme des sources de bruit.

Dans le cas d'une résistance R , l'origine du bruit, appelé bruit Johnson, est liée aux fluctuations thermiques auxquelles sont soumis les électrons dans le matériau conducteur. L'agitation thermique de ces électrons engendre un courant aléatoire au sein de la résistance qui provoque l'apparition d'une force électromotrice aux bornes du conducteur. C'est cette force électromotrice aléatoire qui constitue le bruit mesuré. Ce bruit a bien entendu une valeur moyenne temporelle nulle et on montre, par des arguments thermodynamiques très généraux, que la valeur quadratique moyenne de ce bruit vaut $4k_B\tau R\Delta\nu$ (formule de Nyquist), où $k_B\tau$ est l'énergie thermique et $\Delta\nu$ la bande passante au travers de laquelle on mesure ce bruit. Le bruit Johnson ne dépend pas de la nature de la résistance, pourvu qu'il s'agisse d'un système en équilibre thermodynamique avec un thermostat à la température τ . Remarquons qu'une résistance de $10\text{ k}\Omega$ à température ambiante génère un bruit de $1,3\text{ }\mu\text{V}$ dans une bande

Montage expérimental et instrumentation

passante de 10 kHz. Cette force électromotrice se traduit par un bruit en courant d'amplitude $\sqrt{4k_B \tau \Delta v / R}$ égal à 130 pA. Remarquons que ce bruit en courant est très supérieur aux variations de courant transmis que l'on souhaite détecter et décroît en $R^{-1/2}$.

La manière généralement utilisée pour caractériser les performances d'un amplificateur opérationnel en terme de bruit consiste à le considérer comme un amplificateur parfait (sans bruit) possédant à son entrée un générateur de bruit en tension en série, et un générateur de bruit en courant en parallèle. Les quantités qui sont alors spécifiées par les données du constructeur sont exprimées en $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et en $\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Plus précisément, la densité spectrale de ces bruits demeure constante dans une large gamme de fréquence mais croît en $1/f$ en dessous d'une fréquence caractéristique, ce qui détériore les performances des composants à basse fréquence. Les bruits en tension et en courant des amplificateurs opérationnels usuels étant de l'ordre de 1 nV et 1 pA respectivement dans une bande passante de 1 Hz, le choix des composants est déterminant pour nos mesures.

II. 4. 3 Détection à deux picoampèremètres isolés

II. 4. 3. 1 Principe de la détection

Pour mesurer les courants "base" (I_B) et "collecteur" (I_C) sous des tensions de plusieurs centaines de Volts, un picoampèremètre spécifique, développé au laboratoire, est placé sur chaque contact de l'échantillon comme indiqué sur la Figure II. 15. Ces picoampèremètres sont principalement constitués de trois modules :

- un étage haute tension de préamplification en courant, alimenté par des tensions (± 15 Volts) découplées de la masse et référencées par rapport à une tension extérieure V . Cette tension V , indépendante du montage et référencée par rapport à la masse, est appliquée sur l'entrée non inverseuse d'un amplificateur opérationnel bas bruit OPA111. Elle définit donc également l'énergie d'injection des électrons incidents et $V = V_{\text{éch}} = E_p / e$,
- un étage basse tension d'amplification en tension, couplé optiquement à l'étage précédent par un composant électro-optique ISO100. La limite supérieure de la tension V que l'on peut appliquer aux picoampèremètres est imposée par la tenue en tension de l'ISO100 qui est de 750 Volts d'après les données du constructeur. En pratique, une tension deux fois plus importante peut néanmoins être utilisée,

Chapitre II

- un module de compensation en courant qui permet d'injecter un courant continu ajustable à l'entrée des picoampèremètres.

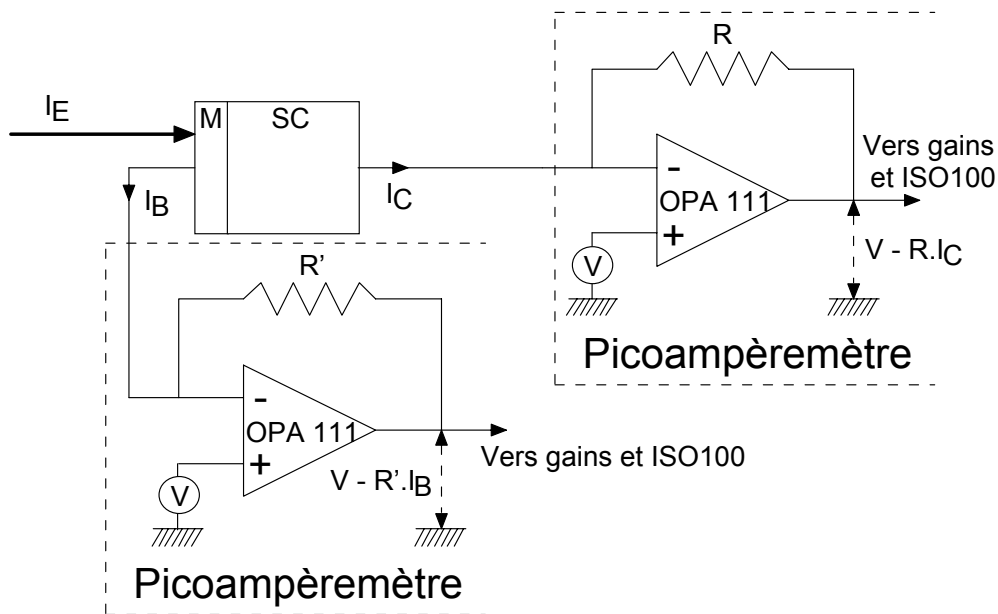


Figure II. 15 : Schéma de principe du montage utilisé pour mesurer les courants "base" et "collecteur". Ce montage permet d'appliquer 1000 Volts sur l'échantillon en mesurant indépendamment et simultanément I_B et I_C . La tension de référence V est la tension permettant de définir l'énergie d'injection des électrons.

Ce montage offre la possibilité de mesurer les deux courants I_B et I_C de manière simultanée et indépendante. L'utilisation d'un étage de sortie basse tension, compatible avec la visualisation des signaux sur un oscilloscope, facilite grandement l'optimisation de ces signaux en fonction des potentiels de l'optique électronique. D'autre part, les picoampèremètres possèdent deux sorties : une sortie large bande, dont la bande passante est déterminée par l'impédance de la contre-réaction du premier étage (environ 2 kHz pour une résistance de 100 M Ω), et une sortie filtrée qui coupe les fréquences supérieures à 5 Hz. Il est donc possible de visualiser directement (sur la sortie large bande) les EDC injectées et "transmises" en modulant le potentiel de la source d'électrons polarisés (voir le paragraphe II. 3. 2. 2). Cette caractéristique de la détection est très importante car l'optimisation de la forme de ces distributions en fonction des potentiels de l'optique électronique est un critère de réglage pertinent.

II. 4. 3. 2 Bruits des picoampèremètres

Les amplificateurs opérationnels OPA111 que nous avons utilisés dans l'étage haute tension des picoampèremètres sont des amplificateurs bas bruits en courant et en tension. Les valeurs (rms) de ces deux bruits sont respectivement $0,5$ à $0,8 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ et 12 à $25 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.¹⁶ Dans une bande passante de 2 kHz , un OPA111 a un bruit en courant de 30 fA et un bruit en tension de 900 nV ($20 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$). Pour une jonction de $100 \text{ k}\Omega$, ce bruit en tension se traduit par un courant de 9 pA , et le bruit en courant est par conséquent négligeable.

En l'absence de toute connexion avec un échantillon (impédance infinie), le bruit pic à pic de la sortie large bande des picoampèremètres est de l'ordre de 2 pA , et celui de la sortie filtrée d'environ 100 fA . Lorsque les picoampèremètres sont en configuration de mesure, ces valeurs de bruit sont très différentes. Pour une jonction de résistance égale à $100 \text{ k}\Omega$ environ, et en l'absence de courant injecté, le bruit pic à pic de la sortie large bande est de l'ordre de 40 pA , soit 14 pA rms , et celui de la sortie filtrée est de l'ordre de 2 pA pic à pic, soit $0,7 \text{ pA rms}$. Le bruit observé sur la sortie large bande est du même ordre de grandeur que le bruit généré par un OPA111 aux bornes d'une résistance de $100 \text{ k}\Omega$. Bien que les OPA111 aient de très bonnes performances en terme de bruits, la mesure de signaux de quelques centaines de fA est délicate, et il faut moyenner temporellement le signal mesuré. Remarquons que si notre système avait une impédance infinie, on pourrait envisager de détecter des courants de quelques dizaines de fA . Remarquons également que le bruit Johnson d'une jonction de $100 \text{ k}\Omega$ dans une bande passante de 2 kHz est du même ordre de grandeur que le bruit de la détection puisqu'il est de 18 pA .¹⁷ Un échantillon de résistance $100 \text{ k}\Omega$ a donc un bruit propre similaire au bruit généré par la chaîne de détection, et ce sont essentiellement ces deux bruits qui limitent le rapport signal sur bruit de nos mesures.

¹⁶ Les valeurs du bruit en tension sont ici une moyenne des valeurs qui sont données par le constructeur pour des fréquences d'utilisation bien définies.

¹⁷ Pour ce calcul, la jonction est assimilée à une résistance de $100 \text{ k}\Omega$. Dans le cas général d'une jonction polarisée, cette approximation n'est pas valable. Dans notre cas cependant, la tension de polarisation de la jonction est négligeable et il est raisonnable de penser que l'on fait peu d'erreur sur l'estimation du bruit.

II. 4. 4 Modulations résiduelles

La méthode utilisée dans nos expériences pour déterminer la dépendance en spin du courant transmis au travers d'une jonction Schottky magnétique, consiste à moduler la polarisation de spin du faisceau injecté, et à mesurer la variation de I_C à la fréquence de modulation. Une méthode équivalente consiste à moduler l'aimantation de la couche magnétique, et à mesurer, pour une polarisation incidente fixée, la variation de I_C à la fréquence de modulation. En pratique, les variations de courant détectées ne sont pas toujours dues à un effet de filtre à spin dans le métal ferromagnétique. Plusieurs types d'effets "parasites", synchrones avec la modulation excitatrice, et proportionnels à I_C , engendrent une asymétrie du courant transmis. Nous avons distingué essentiellement deux sources de modulations parasites, chacune associée à l'un des deux modes de mesure possibles :

- les modulations d'origine optique, dues aux imperfections du modulateur électro-optique, et qui apparaissent lorsque la polarisation du faisceau est changée de $+P_0$ en $-P_0$,
- les changements d'efficacité de collection de la jonction Schottky lorsque l'on change le sens du champ magnétique de $+B$ en $-B$.

Les électrons émis par la source de GaAs étant photogénérés, l'excitation lumineuse est une source d'asymétries résiduelles. Le modulateur électro-optique est composé de cristaux biréfringents sur lesquels est appliquée une tension de quelques centaines de Volts. Si la lumière ne se propage pas parfaitement le long de l'axe du modulateur, elle peut être défléchie ou absorbée de manière asymétrique. L'intensité de la lumière quittant la cellule de Pockels est alors modulée et génère un courant d'électrons émis par la photocathode, modulé en intensité ou en position, qui provoque une asymétrie expérimentale. Nous avons cherché à minimiser ces effets en optimisant l'optique excitatrice, et les asymétries résiduelles sont comprises entre 10^{-3} et 10^{-4} , ce qui peut dans certains cas être du même ordre de grandeur que les asymétries recherchées.

Lorsqu'une impulsion de courant est envoyée dans les bobines de Helmholtz servant à aimanter l'échantillon, on observe parfois une variation du courant collecté dans le semi-conducteur, indépendamment de la polarisation de spin des électrons injectés. Cet effet sur la transmission est dû à un déplacement du point d'impact du faisceau d'électrons sur l'échantillon. La raison la plus probable permettant d'expliquer un déplacement permanent du

Montage expérimental et instrumentation

faisceau après l'application d'une impulsion de champ magnétique dans la région de l'échantillon est l'existence d'une force de Lorentz "parasite". L'influence d'un champ démagnétisant ou d'un champ de fuite au voisinage de la surface de l'échantillon peut modifier la trajectoire du faisceau d'électrons et ainsi changer l'intensité du courant injecté dans la jonction, créant une asymétrie expérimentale. La procédure qui a été suivie pour minimiser ces effets qui peuvent conduire à des asymétries bien plus grandes que les asymétries recherchées, consiste à diminuer ces modulations parasites jusqu'à des valeurs de 10^{-3} à 10^{-4} avant de mesurer l'asymétrie due au filtre à spin. En pratique, nous définissons l'asymétrie de courant comme le rapport

$$\frac{I_C^{+P_0} - I_C^{-P_0}}{I_C^{+P_0} + I_C^{-P_0}} = \frac{\Delta I_C}{2I_C} \quad \text{Eq. II. 5.}$$

où $I_C^{+P_0}$ ($I_C^{-P_0}$) est le courant collecté dans le semi-conducteur pour une polarisation de spin incidente de $+P_0$ ($-P_0$), et nous en faisons la moyenne pour les deux directions d'aimantation de la couche magnétique. On élimine ainsi toutes les contributions à l'asymétrie qui ne dépendent pas de l'orientation relative des spins incidents et de l'aimantation.

II. 5 Conclusion

Une part importante de ce travail a été consacrée à l'optimisation des conditions de mesure du courant transmis dans une jonction Schottky portée à une tension comprise entre 0 et 1000 Volts dans laquelle un faisceau d'électrons polarisés de spin est injecté depuis le vide. Ce faisceau d'électrons, polarisé à 25%, est émis depuis une photocathode de GaAs activée en affinité électronique négative et fonctionnant en condition de pompage optique. Les électrons sont alors transportés et focalisés sur la jonction au moyen d'une optique électronique composée d'un spectromètre à électrons et d'une optique de sortie. Pour maximiser le niveau de courant injecté dans la jonction, nous n'utilisons pas le pouvoir résolutif du spectromètre et nous avons établi, puis caractérisé, des conditions de fonctionnement de l'optique de sortie qui soient les mieux adaptées à la gamme d'énergie d'injection explorée. Le point clé de cette étude de l'optique de sortie est la réalisation d'un porte-échantillon approprié pour découpler la dernière électrode V_6 du potentiel $V_{éch}$ fixant l'énergie d'injection. Ce porte-échantillon permet en outre une prise de contacts électriques simple et reproductible sur les deux faces de la jonction. D'autre part, nous avons développé une instrumentation spécifique afin de détecter, indépendamment et simultanément, les courants base et collecteur de la jonction Schottky étudiée. Nous avons de plus identifié les facteurs limitant les performances de la détection. Il semble maintenant difficile d'améliorer significativement le niveau de courant injecté sur l'échantillon. Cependant, les caractéristiques de la chaîne de mesure, en termes de bruit et de potentiel maximal applicable à l'échantillon, peuvent encore être améliorées, notamment en choisissant des composants électroniques plus performants. Mais pour aller plus loin, il est nécessaire de mener une étude complète et systématique des bruits limitant la mesure.

Chapitre III

Transmission dépendant du spin dans des jonctions Fe / GaAs.

Résultats, interprétations et modélisation.

Dans ce troisième chapitre, nous décrivons et discutons les résultats des expériences de transmission que nous avons menées sur différentes jonctions Schottky Fe / GaAs.¹ Dans une première partie, nous nous intéressons exclusivement à la structure Pd / Fe / GaAs dont l'analyse à très basse énergie est rapportée dans le Chapitre I, et nous présentons une étude détaillée de la transmission et de sa dépendance en spin pour des énergies d'injection comprises entre le niveau du vide de la couche de palladium et 1 keV. Les variations de ces deux quantités avec E_p sont alors interprétées phénoménologiquement. Puis, dans la deuxième partie de ce chapitre, nous proposons une approche semi-quantitative du transport. Le modèle que nous avons développé traduit de manière simple la propagation et la thermalisation de la distribution électronique injectée dans la jonction. Il prend notamment en compte les différents mécanismes de relaxation de l'énergie et intègre la variation du libre parcours moyen inélastique des électrons avec leur énergie dans la couche métallique. Enfin, nous présentons dans une troisième partie des mesures complémentaires effectuées sur d'autres jonctions du même type. Ces mesures confirment les résultats obtenus sur la première structure et mettent en évidence l'intérêt à poursuivre ces expériences de transmission en faisant varier les caractéristiques des jonctions (épaisseurs des couches, nature des matériaux, ...).

¹ Ces jonctions ont été réalisées à Thalès Research and Technology dans le cadre des travaux de thèse de A. Filipe, (Ecole Polytechnique, 1997) et de T. Wirth (Ecole Polytechnique, 2000).

III. 1 L'échantillon

III. 1. 1 Structure

L'échantillon étudié est composé d'une couche métallique de quelques nanomètres d'épaisseur déposée sur un semi-conducteur. Le substrat est en arséniure de gallium et est fortement dopé n (10^{19} cm^{-3}) de manière à réaliser en face arrière de l'échantillon un contact ohmique pour la mesure du courant transmis. Une couche d'un micron de GaAs de type n, moins dopé (10^{16} cm^{-3}), est alors épitaxiée sur ce substrat. Ce dopage modéré est nécessaire à l'obtention d'un bon contact redresseur après dépôt du métal. Préalablement au dépôt de fer, l'arséniure de gallium est oxydé par ozonation sous rayonnement ultra-violet. Le rôle de l'oxyde formé est de limiter l'interdiffusion entre le Fe et le GaAs. On évite ainsi la formation d'une couche magnétiquement morte à l'interface avec le GaAs, et on améliore la caractéristique électrique de la jonction. Cette couche d'oxyde est suffisamment mince (2 nm) pour que le transport des électrons se fasse par effet tunnel. L'influence de cette couche d'oxyde sera négligée par la suite. La couche de fer de 3,5 nm d'épaisseur est déposée sur la surface d'oxyde puis est recouverte de 5 nm de palladium pour prémunir le fer d'une oxydation durant le transport entre l'enceinte d'évaporation et la chambre d'étude. La structure de l'échantillon est donc la suivante : Pd (5,0 nm) / Fe (3,5 nm) / GaAs-n (10^{16} cm^{-3}).

III. 1. 2 Caractéristiques électriques

Cette jonction peut être décrite par un circuit équivalent constitué d'une diode Schottky idéale caractérisée par un courant de saturation I_0 (voir Eq. II. 3) connectée en parallèle à une capacité C et une résistance R_p , l'ensemble étant en série avec une résistance R_s (Figure III. 1).² La capacité permet d'inclure, dans la description de l'échantillon, l'influence de la zone de charge d'espace sur la réponse du système à une excitation électrique alternative. La résistance parallèle R_p rend compte du comportement non idéal de la jonction sous polarisation inverse (existence de courants de fuite), et R_s inclut la résistance de contact et la résistance d'accès de la couche métallique.³ L'impédance différentielle Z de la jonction à tension de polarisation nulle est donc :

² A. Filipe, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Peretti, V. I. Safarov and A. Schuhl, *A new spin filter: the magnetic Schottky diode*, Proceedings of the MRS Spring Meeting (San Francisco, 1997).

³ E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal-Semiconductor contacts*, Clarendon Press, Oxford 1988 (2nd Ed.).

$$Z(\omega) = R_S + \left(jC\omega + \frac{1}{R_P} + \frac{eI_0}{k_B\tau} \right)^{-1} \quad \text{Eq. III. 1.}$$

où ω est la pulsation, k_B la constante de Boltzmann et τ la température de l'échantillon.

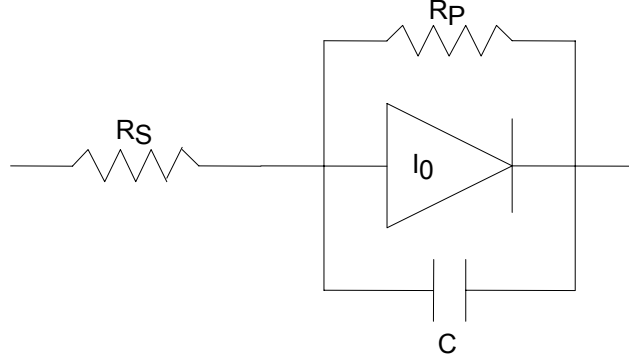


Figure III. 1 : Circuit électrique équivalent à la jonction Schottky Pd / Fe / GaAs. Ce circuit est constitué d'une diode idéale, en parallèle avec une capacité C et une résistance R_P , l'ensemble étant en série avec une résistance R_S .

La Figure III. 2 a) présente la caractéristique courant / tension de l'échantillon mesurée en continu ($\omega = 0$). Remarquons que cette courbe s'écarte rapidement du comportement idéal où $I = I_0(\exp(eV/k_B\tau) - 1)$. Pour $V > 0,1$ Volt, l'impédance différentielle est dominée par la résistance série R_S et la caractéristique devient linéaire. Pour $V < 0,1$ Volt, le régime d'avalanche apparaît. La jonction garde donc un comportement quasi-idéal (seuls R_P et la diode interviennent) dans une gamme de tension très étroite. En pratique, pour mieux décrire le courant autour de $V = 0$ ($-0,1 < V < 0,1$ Volt), on introduit un coefficient d'idéalité (noté n) de sorte que la relation qui relie le courant dans la jonction à la tension de polarisation s'écrit :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eV}{nk_B\tau}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{k_B\tau}\right) \right] \quad \text{Eq. III. 2.}$$

Le courant de saturation I_0 se met toujours sous la forme

$$I_0 = A^{**} S \tau^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{k_B\tau}\right) \quad \text{Eq. III. 3.}$$

où A^{**} est la constante de Richardson et S la surface de la jonction (dans notre cas, S est égale à $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2 = 0,0225 \text{ cm}^2$). A partir de la caractéristique courant / tension et de l'équation III. 2, on détermine I_0 et le coefficient d'idéalité n , en traçant la fonction $F(V)$ où

$$F(V) = \text{Ln} \left(\frac{I}{1 - \exp\left(-\frac{eV}{k_B \tau}\right)} \right) = \text{Ln}(I_0) + \frac{eV}{nk_B \tau} \quad \text{Eq. III. 4.}$$

Cette courbe est représentée sur la Figure III. 1. b), dans un domaine restreint de tension où cette description reste valable.⁴

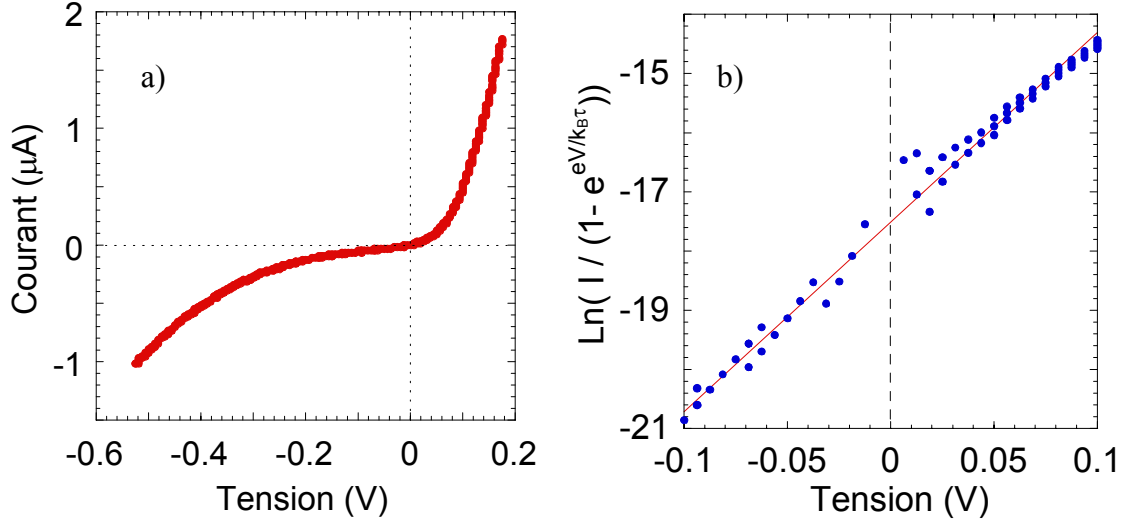


Figure III. 2 : a) Caractéristique courant / tension de la jonction Schottky. b) Fonction $F(V)$ permettant d'estimer le courant de saturation I_0 et le coefficient d'idéalité n de la jonction.

La pente de $F(V)$ donne le coefficient d'idéalité n , et l'ordonnée à l'origine permet d'estimer I_0 . On obtient donc $n = 1,25$ et $I_0 = 25 \text{ nA}$. A partir de l'expression de I_0 (Eq. III. 3), on peut estimer la hauteur de la barrière Φ_B à $0,7 \text{ eV}$ en prenant $A^{**} = 8,6 \text{ A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}$.³ D'autre part, la pente de la tangente à la courbe I / V pour $V = 0$ donne $Z(\omega = 0) \approx 800 \text{ k}\Omega$, et on en déduit que $R_P \approx 4 \text{ M}\Omega$.

III. 1. 3 Caractéristiques magnétiques

La caractérisation magnéto-optique de l'échantillon en géométrie de réflexion (Figure III. 3) montre que le cycle d'hystérésis présente une rémanence très proche de 100% et un champ coercitif H_C de 20 Oe environ. Le cycle ne dépend pas de l'orientation du champ magnétique appliqué dans le plan de la couche.

⁴ En effet, la description thermoionique de la jonction ne prend pas en compte le régime de claquage (dans notre cas lorsque $V < -0,2 \text{ Volt}$) ni les effets de résistance série ($V > -0,1 \text{ Volt}$ pour notre jonction).

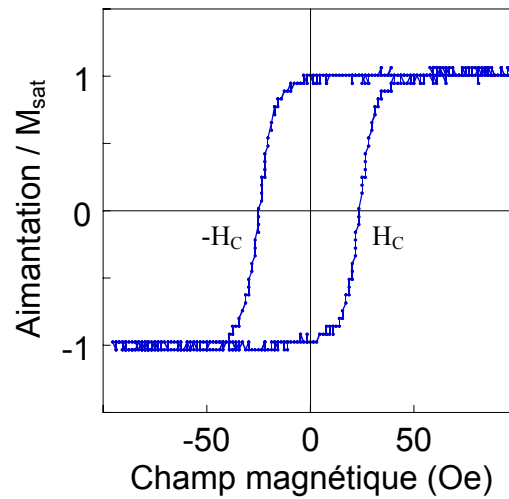


Figure III. 3 : Aimantation de la couche de fer normalisée à l'aimantation à saturation M_{sat} .

Ce cycle d'hystérésis est obtenu par effet Kerr : le champ coercitif H_C est d'environ 20 Oe.

III. 2 Transmission et effet de filtre à spin

III. 2. 1 Courant injecté, courant base et courant collecteur

La Figure III. 4 représente, pour un faisceau d'électrons non polarisés, la variation avec l'énergie d'injection du courant I_E incident, du courant I_B absorbé par la couche métallique et du courant I_C collecté dans le semi-conducteur. Les conditions de fonctionnement de l'optique électronique décrite dans le chapitre précédent imposent un potentiel V_6 de la dernière électrode égal à 40 Volts. De ce fait, pour des valeurs de E_p comprises entre 5 et 80 eV, les conditions d'injection varient et I_E augmente typiquement d'un facteur deux. A partir d'une centaine d'eV, le potentiel de l'échantillon est plus attractif que les potentiels environnants et I_E devient constant. Dès lors, d'une part, tous les électrons injectés sont collectés dans l'échantillon, soit dans le contact métallique, soit dans le semi-conducteur (la quantité d'électrons primaires réémis ou réfléchis par la surface est faible et indépendante de E_p) et, d'autre part, aucun électron secondaire n'est émis par la surface. La conservation du courant impose alors que $I_E = I_B + I_C$.

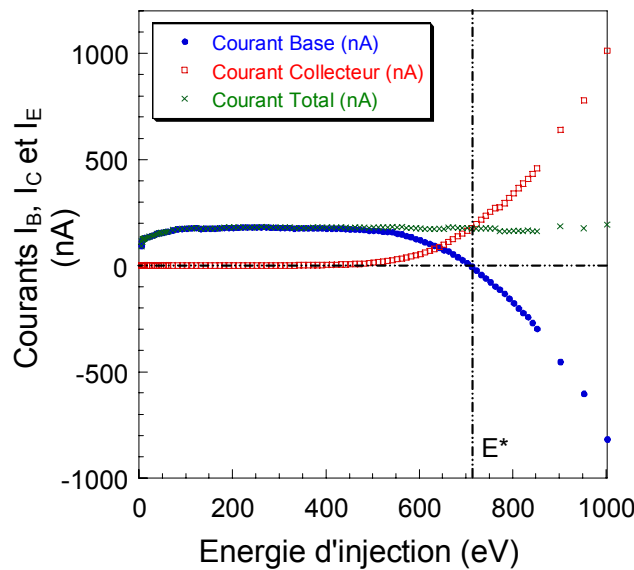


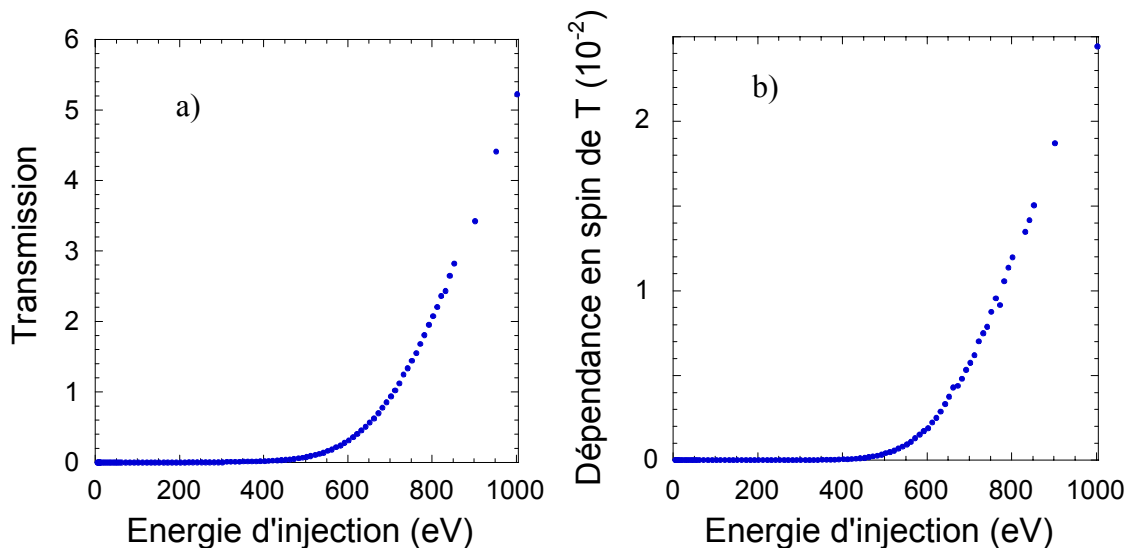
Figure III. 4 : Variations du courant I_E injecté dans la jonction, du courant I_B absorbé par la couche métallique, et du courant I_C collecté dans le semi-conducteur en fonction de l'énergie E_p . Pour $E_p = E^*$, $I_C = I_E$ et $I_B = 0$.

Dans l'expérience présentée ici, I_E vaut 180 nA. Jusqu'à 500 eV environ, I_C est très faible et I_B est constant et pratiquement égal à I_E . Au-delà de 500 eV, I_C croît fortement et atteint 1 μ A à $E_p = 1$ keV, signifiant que 5 à 6 électrons sont détectés dans le semi-conducteur

pour chaque électron injecté depuis le vide. Dans le même temps, la variation de I_B suit un comportement symétrique : I_B décroît, s'annule et change de signe pour atteindre une valeur inférieure à -800 nA à 1 keV. On peut d'ores et déjà remarquer qu'à haute énergie, la variation de I_C , qui est directement liée à la production d'électrons secondaires dans la couche de palladium, est plus rapide qu'une variation linéaire, contrairement aux résultats obtenus précédemment dans la gamme des faibles énergies d'injection (voir le Chapitre I).

III. 2. 2 Transmission et dépendance en spin

Nous rappelons ici que lorsqu'un faisceau d'électrons non polarisés est injecté dans la jonction, on définit la transmission T comme le rapport $T = I_C / I_E = I_C / (I_B + I_C)$. Lorsque le faisceau est polarisé, le courant transmis dépend de l'orientation relative du spin des électrons incidents et de l'aimantation de la couche magnétique. On note ces courants I_C^+ et I_C^- pour une direction de spin parallèle et antiparallèle à l'aimantation. On définit alors ΔT comme la différence de transmission lorsque la polarisation du faisceau incident est renversée : $\Delta T = \Delta I_C / I_E = \Delta I_C / (I_B + I_C)$ où $\Delta I_C = I_C^+ - I_C^-$. La Figure III. 5 présente les variations de T et ΔT pour des énergies d'injection comprises entre le niveau du vide de la couche de palladium et 1000 eV.



Figures III. 5 : Transmission T (a) et sa dépendance en spin ΔT (b) en fonction de l'énergie d'injection E_p . Ces deux quantités ne suivent plus à haute énergie d'injection les comportements décrits dans le Chapitre I.

Insistons sur le fait que dans toutes les expériences de transmission d'électrons polarisés au travers de couches minces ferromagnétiques effectuées jusqu'alors dans le

domaine des faibles énergies d'injection, T augmentait quasi linéairement avec E_p et ΔT restait constant. Dans les expériences présentées ici, il est clair que les variations de T et ΔT sont radicalement différentes à haute énergie d'injection, puisque à la fois T et ΔT augmentent de façon spectaculaire avec E_p . Ce fait expérimental indique que, dans le domaine d'énergie étudié, intervient une modification des mécanismes régissant le transport dans la jonction Schottky. Ces comportements de la transmission et de sa dépendance en spin, ainsi que les changements correspondants des régimes du transport sont plus clairement visualisés lorsque les variations de T et ΔT sont présentées en échelle logarithmique (Figure III. 6). Il apparaît ainsi que ces deux quantités augmentent sur 5 et 4 ordres de grandeur respectivement entre 5 et 1000 eV.

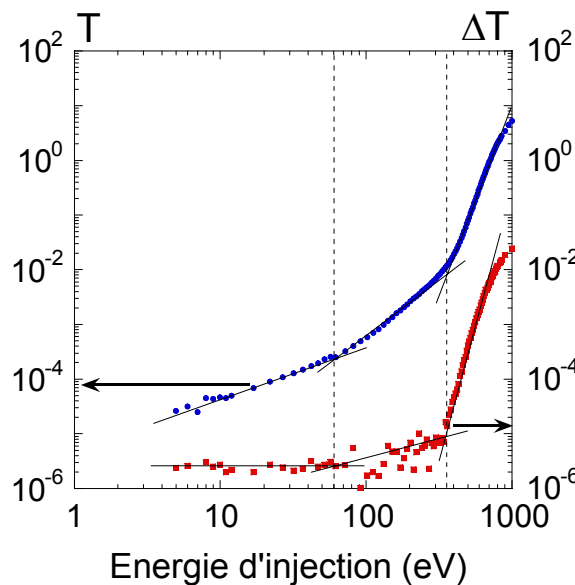


Figure III. 6 : Transmission T et sa dépendance en spin ΔT en fonction de l'énergie d'injection E_p en échelle logarithmique. Ces quantités augmentent respectivement sur 5 et 4 ordres de grandeur entre 5 et 1000 eV.

D'autre part, ces variations mettent en évidence trois régimes de transport dans les domaines d'énergie [5, 60], [60, 350], et [350, 1000]. Entre 5 et 60 eV, T croît linéairement avec E_p et ΔT est constant : c'est le régime usuel à basse énergie, observé dans l'ensemble des expériences précédentes de transmission. Dans les deux autres domaines d'énergie, les variations de T et ΔT suivent aussi des lois de puissance, mais avec des exposants sensiblement égaux à 2 puis 8 pour T , et inférieur à 1 puis supérieur à 8 pour ΔT . Le point crucial ici est que ces trois domaines d'énergie correspondent à des modifications simultanées des variations de T et de ΔT . On peut donc raisonnablement penser que l'augmentation de ΔT

n'est pas due à un changement dans les interactions dépendant du spin, mais est corrélée à une modification générale des régimes du transport.

La distribution électronique qui se forme dans la couche métallique à mesure du transport est caractérisée par deux quantités : son amplitude, c'est-à-dire le nombre d'électrons secondaires qui la composent, et sa largeur qui peut être assimilée à son énergie moyenne E_{moy} . Lorsque E_p est inférieure à 60 eV, les faits expérimentaux sont compatibles avec un régime de transport où la largeur de la distribution transmise est indépendante de E_p et où seule son amplitude change avec l'énergie d'injection. En revanche, à haute énergie d'injection, T augmente plus rapidement que linéairement, ce qui ne peut se produire que si la largeur de la distribution augmente. La détermination des mécanismes régissant la thermalisation de la distribution incidente est par conséquent un pré-requis à l'analyse des résultats, et il est indispensable d'évaluer dans quelle mesure ces mécanismes peuvent entraîner un élargissement de la distribution quand l'énergie d'injection augmente.

III. 3 Modélisation et analyse des résultats

III. 3. 1 Principe du modèle

III. 3. 1. 1 Hypothèses

L'interaction d'un faisceau d'électrons avec une surface métallique est un sujet qui a été largement étudié au cours du vingtième siècle, notamment pour interpréter les mesures de spectroscopies électroniques.⁵ De nombreux travaux ont été menés dans des gammes d'énergie très différentes et sur une grande variété de matériaux, mais par nature, les concepts et les modèles développés ne s'appliquent qu'aux électrons ayant subi peu de collisions. Ils sont par conséquent difficilement transposables à notre configuration de mesure. De plus, très peu d'expérience en géométrie de transmission ont été réalisées à ce jour, et l'étude du transport dans la gamme d'énergie qui nous intéresse est un domaine pratiquement vierge.

La description quantitative du transport d'une distribution électronique injectée dans un métal avec une énergie cinétique beaucoup plus grande que l'énergie de Fermi est un problème complexe. Elle doit en effet prendre en compte les différents mécanismes de relaxation de l'énergie et du vecteur d'onde au cours des collisions ainsi que leur efficacité et probabilité respectives en fonction de l'énergie. Il faut également introduire dans notre cas la polarisation de spin de la distribution électronique et inclure dans la description du transport d'éventuels effets de dépolarisation. De plus, il ne suffit pas de déterminer la propagation et la relaxation de cette distribution, mais il faut également tenir compte de la génération d'électrons secondaires dont le nombre augmente au cours de la traversée de la couche métallique et dont les caractéristiques diffèrent de celles des électrons incidents. Il ne s'agit donc pas ici de développer un modèle décrivant quantitativement les mesures obtenues car un tel objectif nécessite de mettre en œuvre une méthode de simulation numérique élaborée qui sort du cadre expérimental de ce travail. Néanmoins, nous allons présenter un modèle très simplifié qui permet d'évaluer la pertinence des mécanismes principaux régissant la thermalisation de la distribution injectée dans la jonction pour interpréter les variations de T et de ΔT avec l'énergie d'injection.

⁵ D. P. Woodruff and T. A. Delchar, *Modern techniques of surface science*, Cambridge University Press, edited by R. W. Cahn, E. A. Davis and I. M. Ward, 1986.

Pour simplifier le problème autant que possible, le transport d'un électron d'énergie initiale E_p au travers de la jonction est modélisé sous les hypothèses suivantes :

- Les variations avec E_p de T et de ΔT étant corrélées sur tout le domaine d'énergie sondé, il suffit en première approximation de décrire le comportement de T pour en déduire celui de ΔT . La polarisation de spin des électrons est donc totalement ignorée, et l'effet de filtre à spin dans la couche de fer sera introduit phénoménologiquement.
- La variation avec l'énergie du libre parcours moyen λ des électrons suit une loi "universelle" où, à basse énergie, λ diminue quand l'énergie augmente et où, à haute énergie, λ croît avec l'énergie. Dans ce régime à haute énergie, il est bien connu qu'à la fois les collisions électron / électron et l'excitation de plasmons contribuent au libre parcours moyen. Nous considérerons ces deux mécanismes.
- Dans le cas d'une interaction entre deux électrons, l'électron incident perd en moyenne, à chaque collision, la moitié de son énergie initiale. Cette énergie est cédée au solide et permet de promouvoir un électron de la bande de conduction du métal dans un état excité inoccupé (émission d'un électron secondaire). D'autre part, l'électron incident répartit son vecteur d'onde k de manière isotrope sur l'électron secondaire qu'il génère dont le vecteur d'onde est en moyenne nul dans la bande de conduction : c'est l'approximation des k aléatoires. Le transport dans la couche métallique est ainsi diffusif.
- Dans le cas de l'excitation d'un plasmon, l'électron incident perd une quantité d'énergie négligeable devant son énergie initiale (régime à haute énergie) et ne transfère qu'une faible fraction de son vecteur d'onde au plasmon qu'il génère. Puisque l'électron incident diffuse alors "vers l'avant" sans que son état initial ne soit sensiblement modifié par l'interaction, on considérera que l'excitation d'un plasmon réduit simplement l'épaisseur effective de métal traversée dans le régime diffusif décrit précédemment.
- La relaxation de l'énergie est un processus très efficace de sorte que la distribution électronique à l'interface métal / semi-conducteur peut être considérée comme "thermalisée", et définie par son énergie moyenne E_{moy} .

III. 3. 1. 2 Modélisation de T et de ΔT

Pour décrire les variations de la transmission avec E_p , il nous faut déterminer le nombre d'électrons $N(E)$ à l'énergie E , contenu dans la distribution injectée dans le semi-conducteur. Pour cela, nous devons choisir une forme de la probabilité $f(E)$ de trouver un

électron à l'énergie E dans cette distribution. Dans ce modèle, on suppose par commodité que $f(E)$ suit une loi de Boltzmann :

$$f(E) = \frac{1}{E_{\text{moy}}} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{moy}}}\right) \quad \text{Eq. III. 5.}$$

Comme nous allons le voir, seule E_{moy} est la quantité pertinente pour décrire T et ΔT ; la forme de $f(E)$ n'a donc pas d'importance particulière. Le nombre d'électrons $N(E)$ vaut alors

$$N(E) = N_0 M(E_p) f(E) \quad \text{Eq. III. 6.}$$

où N_0 est le nombre d'électrons injectés depuis le vide et $M(E_p)$ le facteur multiplicatif moyen de l'ensemble de la distribution injectée dans le semi-conducteur dû à la génération d'électrons secondaires dans la couche métallique. En d'autres termes, pour se "thermaliser", un électron primaire d'énergie initiale E_p répartit en moyenne son énergie sur E_p / E_{moy} électrons secondaires, et

$$M(E_p) = \frac{E_p}{E_{\text{moy}}} \quad \text{Eq. III. 7.}$$

D'où :

$$N(E) = N_0 \frac{E_p}{E_{\text{moy}}} \frac{1}{E_{\text{moy}}} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{moy}}}\right) \quad \text{Eq. III. 8.}$$

Puisque le courant collecté dans le semi-conducteur ne comprend que les électrons dont l'énergie est supérieure à Φ_B à l'interface fer / arséniure de gallium, la transmission s'écrit :

$$T = \frac{1}{N_0} \int_{\Phi_B}^{E_p} N(E) dE \quad \text{Eq. III. 9.}$$

et on obtient

$$T = \frac{E_p}{E_{\text{moy}}} \exp\left(-\frac{\Phi_B}{E_{\text{moy}}}\right) \quad \text{Eq. III. 10.}$$

Dans ce modèle, ΔT est déterminée au travers de l'asymétrie A du courant transmis lorsque l'on renverse l'aimantation de la couche de fer. On rappelle que l'asymétrie A s'écrit $A = (I_C^+ - I_C^-) / (I_C^+ + I_C^-)$ où I_C^\pm est le courant collecté dans le semi-conducteur lorsque les spins incidents sont parallèles (+) ou antiparallèles (-) aux spins majoritaires de la couche de fer. Par définition, A est donc égale à $\Delta T / 2T$. D'autre part, comme nous l'avons vu dans le Chapitre I (Eq. I. 9), l'asymétrie est égale au produit de la polarisation P que "voit" le filtre à spin par la sélectivité en spin S de la couche de fer : $A = S \times P$. Par conséquent, $A = 0$ s'il n'y a

pas d'effet de filtre à spin, c'est-à-dire si $P = 0$ et / ou si $S = 0$ (couche non magnétique). La quantité S est comprise entre 0 et 1 et a été estimée à 0,8 dans notre jonction.⁶ Comme pour la transmission, seuls comptent dans la détermination de ΔT les électrons qui ont conservé une énergie supérieure ou égale à la hauteur Φ_B de la barrière Schottky à l'interface métal / semi-conducteur. Dans cette fraction de la distribution, le rapport $D(E_P)$ entre le nombre d'électrons secondaires et le nombre d'électrons "primaires" qui ont gardé une mémoire de leur polarisation initiale P_0 est tel que :

$$D(E_P) = \frac{E_P}{\Phi_B + E_{\text{moy}}} \quad \text{Eq. III. 11.}$$

L'excitation d'électrons secondaires dans la couche métallique se traduit donc par une dilution de la polarisation P_0 d'un facteur $D(E_P)$, et la polarisation P effectivement filtrée par la couche ferromagnétique est :

$$P = \frac{P_0}{D(E_P)} = P_0 \frac{\Phi_B + E_{\text{moy}}}{E_P} \quad \text{Eq. III. 12.}$$

On peut donc écrire que

$$A = \frac{\Delta T}{2T} = P S = \frac{P_0}{D(E_P)} S = P_0 S \frac{\Phi_B + E_{\text{moy}}}{E_P} \quad \text{Eq. III. 13.}$$

et on en déduit que

$$\Delta T = 2P_0 S \frac{\Phi_B + E_{\text{moy}}}{E_P} T \quad \text{Eq. III. 14.}$$

D'après les équations III. 10 et III. 14, la détermination de E_{moy} en fonction de E_P suffit à déterminer les variations de T et de ΔT avec E_P .

III. 3. 1. 3 Détermination de E_{moy}

Soit n le nombre de collisions qu'un électron d'énergie initiale E_P subit avant de traverser l'ensemble de la couche métallique. Puisque nous avons supposé qu'un électron perd en moyenne la moitié de son énergie initiale à chaque collision, son énergie E_{moy} à l'interface métal / semi-conducteur est donnée par la relation

$$E_{\text{moy}} = E_P / 2^n \quad \text{Eq. III. 15.}$$

⁶ A. Filipe, *Jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur : structure et magnétisme d'interface, transport électronique et dépendance en spin*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1997).

Le nombre n détermine donc entièrement E_{moy} . D'autre part, si l'on suppose que le transport dans la jonction est diffusif, nous pouvons relier le nombre de collision n à l'épaisseur d de la couche métallique :

$$3d^2 = \sum_{i=0}^{n-1} \lambda^2(E_i) \quad \text{Eq. III. 16.}$$

où $\lambda(E_i)$ est le libre parcours moyen de l'électron considéré à l'énergie E_i après i collisions. La connaissance de la distance parcourue entre deux collisions en fonction de l'énergie permet ainsi de déterminer n par la relation III. 16 et d'en déduire E_{moy} via l'équation III. 15. En pratique, nous nous placerons dans la limite d'un grand nombre de collisions de manière à relier directement E_{moy} à $\lambda^2(E)$:

$$3d^2 = \int_{E_{\text{moy}}}^{E_p} \lambda^2(E) \frac{dE}{\ln(2)E} \quad \text{Eq. III. 17.}$$

Pour déduire E_{moy} de l'équation III. 17, il est indispensable de connaître la loi de variation du libre parcours moyen λ avec l'énergie.

III. 3. 2 Variation du libre parcours moyen inélastique avec l'énergie

Un électron injecté dans un solide avec une énergie comprise entre 1 et 1000 eV peut relaxer son énergie par différents processus. Si l'on néglige l'interaction électron / phonon qui conduit à des variations d'énergie trop faibles pour transférer efficacement au solide l'énergie initiale, les mécanismes principaux de pertes d'énergie sont les excitations collectives (excitations de plasmons) et les excitations individuelles (collisions électron / électron) avec les états de conduction et les niveaux de cœur. Cependant, les interactions avec les niveaux de cœur, bien connues dans les expériences de spectroscopie électronique, sont associées à des libres parcours moyens généralement deux ordres de grandeur supérieurs à ceux mis en jeu dans les deux autres processus.⁵ Dans la gamme d'énergie explorée, nous les négligerons, et seules interviendront les interactions avec les électrons de conduction et les excitations de plasmons.

Expérimentalement, on constate que le libre parcours moyen inélastique λ d'un électron est une fonction non monotone de l'énergie. A très faibles énergies ($E - E_F \approx 1\text{eV}$), il peut être de plusieurs dizaines de nm dans un métal, puis décroît rapidement pour atteindre une valeur minimale de l'ordre de l'angström à quelques dizaines d'eV. A basse énergie, la

variation de λ est alors dominée par le taux de collisions électron / électron qui est proportionnel au produit de la densité d'états vides par la densité d'états occupés. On vérifie alors simplement que $\lambda \propto (E-E_F)^{-2}$. La divergence du libre parcours moyen quand E tend vers E_F est compensée par l'interaction électron / phonon qui devient dominante pour des énergies inférieures à 1 eV. Au-delà de la centaine d'eV, le libre parcours moyen des électrons augmente avec leur énergie cinétique. Le problème est alors moins évident car si le taux de collisions augmente avec l'énergie (effet de densité d'états), la section efficace de diffusion diminue fortement lorsque l'énergie croît. Les calculs théoriques sont ainsi longtemps restés appliqués aux matériaux "idéaux" à électrons libres.⁷ Plus récemment, de nouvelles études,⁸ étendues à l'or et à l'argent, ont permis de justifier théoriquement une augmentation de λ en $E^{1/2}$ au-dessus de 100 eV. La Figure III. 8 présente les variations avec l'énergie des libres parcours moyens associés aux collisions électron / électron (λ_e) et aux collisions électron / plasmon (λ_p) dans l'aluminium.⁷ Notons que λ_e et λ_p ont des variations et des amplitudes très similaires en fonction de l'énergie. Ainsi, à haute énergie, le libre parcours moyen total (λ_{tot}) d'un électron résulte des collisions entre électrons et des excitations de plasmons. Pour une analyse plus exhaustive, on pourra se référer au travail de Penn.⁹

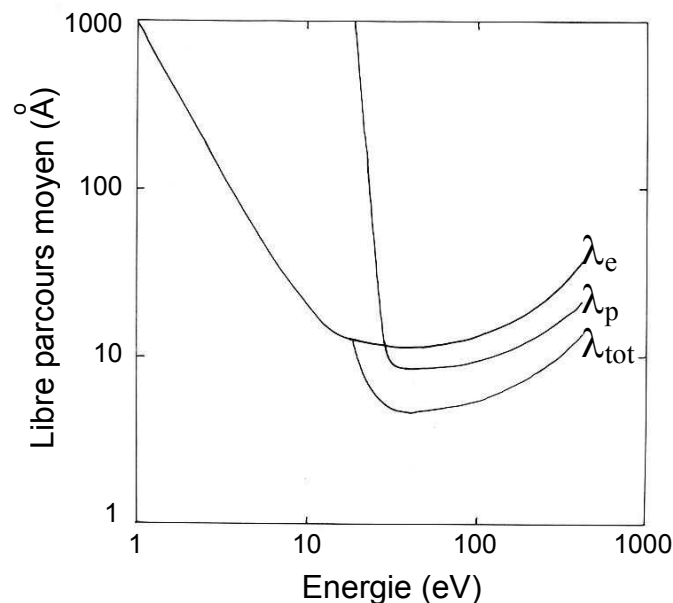


Figure III. 8 : D'après la référence 7. Variation avec l'énergie du libre parcours moyen associé aux collisions électron / électron (λ_e), aux collisions électron / plasmon (λ_p), et aux deux types de collisions (λ_{tot}). Ces calculs ont été réalisés pour l'aluminium.

⁷ J. J. Quinn, *Range of excited electrons in metals*, Phys. Rev. **126**, 1453 (1962).

⁸ D. R. Penn, *Electron mean-free-path calculations using a model dielectric function*, Phys. Rev. B **35**, 482 (1987).

⁹ D. R. Penn, *Electron mean free paths for free-electron-like materials*, Phys. Rev. B **13**, 5248 (1976).

De manière très générale, et indépendamment de la nature du matériau considéré, Seah et Dench ont montré que la variation du libre parcours moyen λ d'un électron suit une loi "universelle", où λ varie en $E^{1/2}$ à haute énergie et en E^{-2} à très basse énergie. En particulier, pour les métaux, λ suit la loi phénoménologique : $\lambda = A.E^{-2} + B.E^{1/2}$ où A et B sont des réels positifs ($A = 140$ et $B = 0,054$).¹⁰ Pour une énergie de l'ordre de 40 eV (notée E_{\min}), tous les métaux présentent alors un libre parcours moyen qui est minimum (noté λ_{\min}) et de l'ordre de 4 angströms. Néanmoins, d'autres mesures ont mis en défaut ce comportement "universel" à basse énergie, et les valeurs de λ sont souvent bien plus faibles pour les énergies inférieures à 10 eV que les valeurs prédites par Seah et Dench. Par exemple, les longueurs d'atténuation dans le cobalt, obtenues en microscopie d'électrons balistiques (BEEM) pour des énergies comprises entre 1 et 2 eV au-dessus du niveau de Fermi, sont davantage de l'ordre de 2 à 3 nm plutôt que de 100 nm. Tanuma et al. ont ainsi incorporé les propriétés de chaque métal (densité, nombre atomique, nombre d'électrons de valence) dans l'estimation de λ ,¹¹ et une variation de λ en $E^{-1/2}$ à basse énergie est mieux appropriée qu'une loi en E^{-2} .

La loi la plus naturelle à introduire dans notre modèle pour décrire λ est la loi de Seah et Dench corrigée à basse énergie. Expérimentalement, le premier changement de régime de transport que nous observons intervient à $E_p = 60$ eV. Pour limiter le nombre de paramètres ajustables et prendre en compte cette valeur expérimentale, nous imposons $E_{\min} = 60$ eV plutôt que 40 eV. On a alors,

pour $E < E_{\min}$

$$\lambda = \lambda_{\min} \sqrt{\frac{E_{\min}}{E_p}} \quad \text{Eq. III. 18.}$$

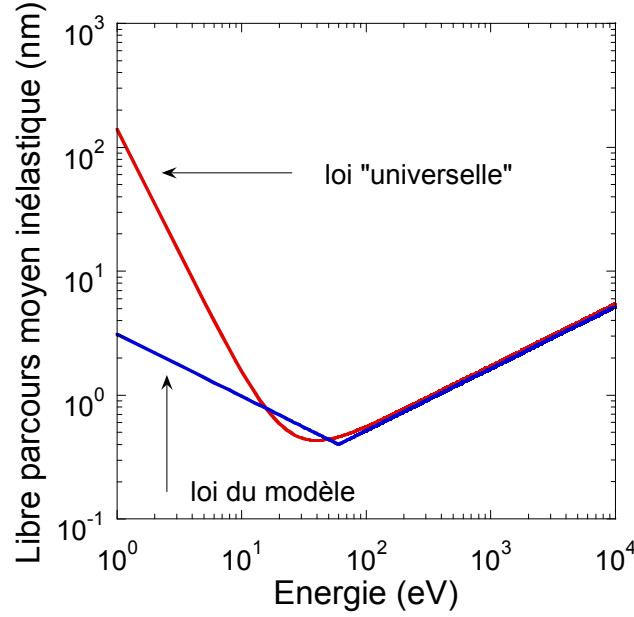
pour $E_{\min} < E$

$$\lambda = \lambda_{\min} \sqrt{\frac{E_p}{E_{\min}}} \quad \text{Eq. III. 19.}$$

La Figure III. 9 représente la loi "universelle" et la loi définie par les équations III. 18 et III. 19 que nous avons prise pour ce modèle avec λ_{\min} égal à 4 angströms.

¹⁰ M. P. Seah and W. A. Dench, *Quantitative electron spectroscopy of surfaces: a standard data base for electron inelastic mean free paths in solids*, Ann. Physik **1**, 2 (1979).

¹¹ S. Tanuma, C. J. Powell and D. R. Penn, *Material dependence of electron inelastic mean free path at low energies*, J. Vac. Sci. Technol. A **8**, 2213 (1990).



Figures III. 9 : Libre parcours moyen inélastique d'un électron dans un métal en fonction de son énergie : loi "universelle" et loi choisie pour le modèle.

Remarquons que notre loi présente par définition un point singulier pour une énergie de 60 eV. Comme nous allons le voir dans le paragraphe III. 3. 3, le choix d'une fonction continue par morceaux plutôt qu'une loi de la forme

$$\lambda = \frac{\lambda_{\min}}{2} \left(\sqrt{\frac{E_p}{E_{\min}}} + \sqrt{\frac{E_{\min}}{E_p}} \right) \quad \text{Eq. III. 20.}$$

permet d'extraire une expression analytique de E_{moy} .

Lorsque les électrons sont injectés dans la jonction à une énergie supérieure à plusieurs dizaines d'eV, ils ont une probabilité similaire d'exciter un plasmon ou d'interagir avec un électron de conduction. Contrairement aux collisions électron / électron, l'excitation d'un plasmon se traduit par une faible perte d'énergie, indépendante de l'énergie initiale et de 7 eV environ dans le palladium.¹² De plus, elle s'accompagne d'un faible transfert de vecteur d'onde, de l'ordre de 1 angström,¹³ et l'électron diffuse "vers l'avant". Par conséquent, après l'excitation d'un plasmon, on considérera que l'état de l'électron incident n'est pas modifié. Bien que tout se passe alors comme s'il n'y avait pas d'interaction, insistons sur le fait que l'excitation d'un plasmon permet à l'électron incident de parcourir une épaisseur du métal en le maintenant dans son état initial. L'excitation d'un plasmon agit donc comme un retard à la

¹² M. Rocca, *Low-energy EELS investigation of surface electronic excitations on metals*, Surf. Sci. Reports **22** (1995).

¹³ H. Raether, *Excitation of plasmons and interband transitions by electrons*, Springer-Verlag, Berlin, 1980.

thermalisation en réduisant le nombre de collisions nécessaires pour qu'un électron parvienne à l'interface métal / semi-conducteur dans un transport purement diffusif.

Dans ce modèle, l'image du transport lorsque E_P est supérieure à E_{\min} est la suivante : un électron qui pénètre dans la couche métallique subit une première diffusion "vers l'avant" en excitant un plasmon. Son énergie et son vecteur d'onde sont supposés inchangés et il traverse une épaisseur de métal égale à la quantité $\lambda(E_P) - \lambda(E_{\min})$ correspondant à la contribution au libre parcours moyen de la collision avec le plasmon. L'électron subit ensuite une deuxième collision avec un électron de conduction. L'électron incident perd la moitié de son énergie et redistribue son vecteur d'onde de manière aléatoire. Toute collision supplémentaire, avec un plasmon ou un électron, n'aura alors plus tendance à faire diffuser l'électron vers l'avant, et le transport est supposé purement diffusif. Lorsque E_P est supérieure à E_{\min} , nous remplaçons donc dans l'expression III. 17 l'épaisseur d de la couche métallique par une épaisseur effective d_{eff} telle que :

$$d_{\text{eff}} = d - (\lambda(E_P) - \lambda(E_{\min})) \quad \text{Eq. III. 21.}$$

III. 3. 3 Modélisation de T et de ΔT : première analyse

III. 3. 3. 1 Résultats

Les équations III. 17, 18, 19 et 21 permettent de déterminer E_{moy} en fonction de E_P :

- pour $E_P < E_{\min}$

$$E_{\text{moy}} = \frac{E_P}{1 + \frac{3 \ln(2) d^2}{\lambda_{\min}^2} \frac{E_P}{E_{\min}}} \quad \text{Eq. III. 22.}$$

- pour $E_{\min} < E_P$, la sommation des carrés des libres parcours moyens se fait en deux temps : une première sommation de E_P à E_{\min} et une deuxième de E_{\min} à E_{moy} :

$$E_{\text{moy}} = \frac{E_{\min}}{1 + \frac{3 \ln(2) d_{\text{eff}}^2}{\lambda_{\min}^2} - \left(\frac{E_P}{E_{\min}} - 1 \right)} \quad \text{Eq. III. 23.}$$

La fonction $E_{\text{moy}}(E_P)$ peut ainsi être déterminée et les valeurs de T et de ΔT calculées pour $5 < E_P < 1000$ eV. Les différents paramètres intervenant dans les équations III. 10, 14, 22 et 23 sont, soit imposés par l'expérience (Φ_B , d , E_{\min}), soit issu de travaux antérieurs (S).⁶ Le

Résultats, interprétations et modélisation.

seul paramètre ajustable est λ_{\min} dont nous choisissons la valeur autour de 4 angströms afin de retrouver les valeurs mesurées de la transmission à basse énergie d'injection. Les calculs ont été effectués avec les valeurs suivantes des paramètres du problème :

$$\Phi_B = 0,7 \text{ eV} ; d = 8,5 \text{ nm} ; E_{\min} = 60 \text{ eV}$$

$$S = 0,8 ;$$

$$\lambda_{\min} = 0,3365 \text{ nm}.$$

La figure III. 10 présente les résultats expérimentaux (symboles) et numériques (traits pleins) obtenus pour la transmission T et sa dépendance en spin ΔT en échelle logarithmique.

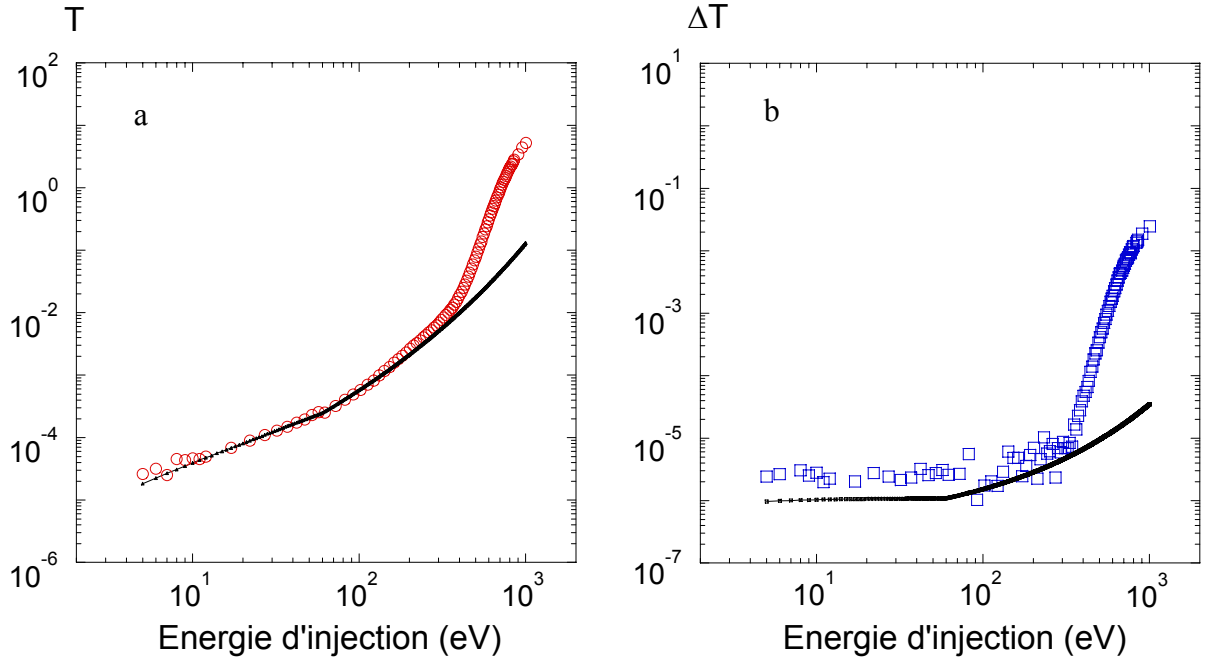


Figure III. 10 : Variation de la transmission T (a) et de sa dépendance en spin ΔT (b) en fonction de l'énergie d'injection E_p . Les symboles (pleins) reliés par un trait continu représentent les valeurs calculées et les symboles seuls représentent les valeurs mesurées. Le modèle permet de bien décrire les deux premiers régimes de transport observés expérimentalement.

Les variations avec E_p de la transmission et de sa dépendance en spin sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus pour les deux premiers régimes de transport. Le changement de régime observé pour une énergie d'injection de l'ordre de 60 eV est notamment bien décrit, à la fois pour T et pour ΔT . Néanmoins, ce modèle ne permet pas de rendre compte du comportement de T et de ΔT lorsque E_p est supérieure à quelques centaines d'eV.

III. 3. 3. 2 Interprétations

Par construction, le deuxième régime de transport calculé dans ce modèle lorsque E_p est supérieure à E_{\min} peut avoir deux origines distinctes : d'une part, l'augmentation du libre parcours moyen lorsque l'énergie croît, d'autre part, la diminution de l'épaisseur effective de métal traversée lors de l'excitation de plasmons. Dans le premier cas, à mesure que E_p augmente, les électrons incidents pénètrent de plus en plus profondément dans la couche métallique avant de subir une collision et ce, indépendamment de l'existence de plasmons. La loi de variation du libre parcours moyen avec l'énergie agit donc comme un retard à la thermalisation, et l'énergie moyenne E_{moy} croît avec E_p . En élargissant la distribution injectée dans le semi-conducteur, cette seule loi devrait conduire à une augmentation de la transmission plus rapide qu'une variation linéaire avec E_p . Elle devrait également permettre de comprendre une augmentation de la dépendance en spin de la transmission en diminuant le facteur de dilution $D(E_p)$. Cependant, si l'on ne considère que la remontée du libre parcours moyen avec l'énergie en négligeant l'influence des plasmons, le modèle montre que E_{moy} est constante sur toute la gamme d'énergie. Ceci traduit le fait que le terme

$$\frac{3 \ln(2) d^2}{\lambda_{\min}^2} \frac{E_p}{E_{\min}} \quad \text{Eq. III. 24.}$$

dans l'équation III. 22 est toujours très grand devant 1 de sorte que

$$E_{\text{moy}} \approx \frac{1}{3 \ln(2)} \left(\frac{\lambda_{\min}}{d} \right)^2 E_{\min} \quad \text{Eq. III. 25.}$$

En conséquence, T augmente linéairement avec E_p (Eq. III. 10) et ΔT est indépendant de E_p (Eq. III. 14). En revanche, la diminution de l'épaisseur effective de métal traversée introduite pour décrire les collisions électron / plasmon permet d'élargir suffisamment la distribution injectée dans le semi-conducteur pour que E_{moy} augmente de manière significative avec E_p (Figure III. 11).

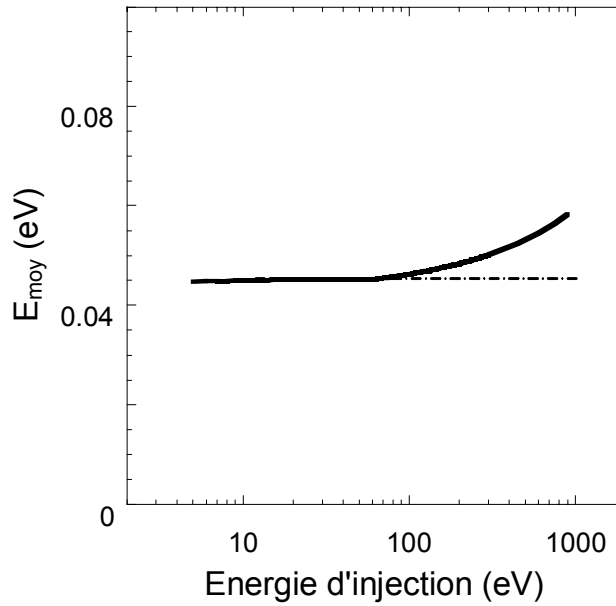


Figure III. 11 : Energie E_{moy} de la distribution à l'interface métal / semi-conducteur en fonction de E_p dans le cas où la loi de variation du libre parcours moyen avec l'énergie et la diminution de l'épaisseur effective de métal traversée sont prises en compte. En pointillés est représentée la variation de E_{moy} obtenue en ne considérant dans le modèle que la variation du libre parcours moyen avec l'énergie.

III. 3. 4 Retour sur l'approximation des k aléatoires

Plus généralement, tout mécanisme permettant de réduire l'épaisseur effective de métal traversée par la distribution électronique se traduira par une augmentation plus forte de T , et donc de ΔT , avec l'énergie d'injection. Or, l'approximation des k aléatoires, qui constitue l'une des hypothèses fondamentales de ce modèle, néglige l'anisotropie du processus de diffusion. En effet, lorsque deux particules chargées sont en interaction coulombienne, la section efficace de diffusion dépend fortement de l'angle de diffusion θ entre les deux charges (diffusion de Rutheford). En particulier, la variation de la section efficace avec θ favorise la diffusion "vers l'avant". Cette anisotropie étant d'autant plus prononcée que l'énergie de l'électron incident est grande, la nature même de l'interaction coulombienne a pour conséquence de diminuer d_{eff} aux hautes énergies d'injection.

La prise en compte rigoureuse de l'interaction coulombienne pour décrire l'évolution de la distribution électronique au cours du transport est un problème difficile qui nécessite de réaliser une simulation numérique. Pour tester l'influence de l'anisotropie de la section efficace de diffusion sur la variation de T et de ΔT , nous allons nous placer dans le cadre

d'une approximation cinématique et nous allons calculer l'angle de diffusion moyen après chaque collision en fonction de l'énergie de l'électron incident. On suppose donc que les électrons se comportent comme des particules libres d'énergie cinétique E_p référencée par rapport au niveau de Fermi :

$$E_p = \frac{\hbar^2 (k^2 - k_F^2)}{2m} \quad \text{Eq. III. 26.}$$

où k est le vecteur d'onde, $k_F = \sqrt{2mE_F / \hbar^2}$ et m est la masse de l'électron.

Considérons alors un électron primaire, d'énergie E_p et de vecteur d'onde k_1 , pénétrant dans la couche métallique et interagissant avec un électron de conduction d'énergie E_F et de vecteur d'onde k_2 . Supposons qu'au cours de la collision une énergie ε soit échangée : après la collision, un des électrons se retrouve à l'énergie $E_p - \varepsilon$ avec un vecteur d'onde k'_1 tandis que l'autre se retrouve à l'énergie ε avec un vecteur d'onde k'_2 . La conservation de l'énergie et du vecteur d'onde permet d'écrire les deux relations suivantes :

$$k_1^2 + k_2^2 = k_1'^2 + k_2'^2 \quad \text{Eq. III. 27.}$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1' + \vec{k}_2' \quad \text{Eq. III. 28.}$$

soit, en décomposant le vecteur d'onde k en une composante transverse k_t et une composante longitudinale k_l :

$$k_{1t} + k_{2t} = k_{1t}' + k_{2t}' \quad \text{Eq. III. 29.}$$

$$k_{1l} + k_{2l} = k_{1l}' + k_{2l}' \quad \text{Eq. III. 30.}$$

Avec les conditions initiales

$$k_{2l} = k_{2t} = k_{1t} = 0 \quad \text{Eq. III. 31.}$$

$$k_{1l} = k_1 \quad \text{Eq. III. 32.}$$

et les relations obtenues à partir de l'équation III. 26, nous pouvons écrire que

$$k_1'^2 = k_1^2 \frac{1 + \frac{E_p - \varepsilon}{E_F}}{1 + \frac{E_p}{E_F}} \quad \text{Eq. III. 33.}$$

$$k_2'^2 = k_F^2 \frac{1 + \frac{\varepsilon}{E_F}}{2} \quad \text{Eq. III. 34.}$$

On déduit l'expression du cosinus de l'angle de diffusion θ_1 après la première collision :¹⁴

¹⁴ Le détail du calcul est proposé dans l'Annexe 2.

$$\cos(\theta_1) = \frac{1}{2} \frac{1 + \frac{2(E_p - \varepsilon)}{E_F}}{\sqrt{\left(1 + \frac{E_p - \varepsilon}{E_F}\right) \left(1 + \frac{E_p}{E_F}\right)}} \quad \text{Eq. III. 35.}$$

La distance parcourue "vers l'avant" après cette collision est donc :

$$\lambda(E_p) \cos(\theta_1) \quad \text{Eq. III. 36.}$$

De manière plus générale, après n collisions :

$$\cos(\theta_n) = \frac{1}{2} \frac{1 + \frac{2(E_p - n\varepsilon)}{E_F}}{\sqrt{\left(1 + \frac{E_p - n\varepsilon}{E_F}\right) \left(1 + \frac{E_p - (n-1)\varepsilon}{E_F}\right)}} \quad \text{Eq. III. 37.}$$

Par rapport au deuxième régime, la distance supplémentaire parcourue "vers l'avant" après n collisions vaut :

$$\sum_{i=0}^{n-1} \lambda(E_p - i\varepsilon) \prod_{j=1}^i \cos(\theta_j) \quad \text{Eq. III. 38.}$$

ce qui donne comme nouvelle expression de d_{eff} pour le troisième régime :

$$d_{\text{eff}} = d - \left[\sum_{i=0}^{n-1} \lambda(E_p - i\varepsilon) \prod_{j=1}^i \cos(\theta_j) \right] - [\lambda(E_c) - \lambda(E_{\text{min}})] \quad \text{Eq. III. 39.}$$

Remarquons qu'une diffusion "vers l'avant" est associée à un faible échange de vecteur d'onde durant la collision, c'est-à-dire à un faible transfert d'énergie vers l'électron secondaire. La remise en cause de l'approximation des k aléatoires remet également en cause l'hypothèse selon laquelle l'énergie échangée à chaque collision est la moitié de l'énergie de l'électron incident. Pour décrire le troisième régime de transport, nous introduisons arbitrairement l'énergie $E_c = 350$ eV à partir de laquelle, d'une part, nous prenons dans l'expression de E_{moy} la nouvelle forme de d_{eff} (Eq. III. 39) et, d'autre part, nous considérons que ε est indépendant de E_p et égale à $E_c / 2$.

La transmission T est la somme de deux transmissions, l'une venant de la thermalisation de la distribution injectée depuis le vide, l'autre venant de la thermalisation de la distribution d'électrons secondaires générés à $E_c / 2$.

$$T = \frac{E_c}{E_{\text{moy}}(E_p)} \exp\left(-\frac{\phi_B}{E_{\text{moy}}(E_p)}\right) + \left(\frac{E_p - E_c}{\varepsilon}\right) \frac{\varepsilon}{E_{\text{moy}}(\varepsilon)} \exp\left(-\frac{\phi_B}{E_{\text{moy}}(\varepsilon)}\right) \quad \text{Eq. III. 40.}$$

De fait, le facteur de dilution n'est plus exactement égal à $E_P / (\phi_B + E_{\text{moy}})$. Une expression plus précise s'obtient en divisant le nombre d'électrons "primaires" au-dessus de Φ_B à l'interface métal / semi-conducteur, par le nombre total d'électrons :

$$D(E_P) = \frac{E_C}{\phi_B + E_{\text{moy}}} (1 + B) \quad \text{Eq. III. 41.}$$

Où

$$B = \frac{E_P - E_C}{E_C} \frac{E_{\text{moy}}(E_P)}{E_{\text{moy}}(\varepsilon)} \exp\left(-\phi_B \left(\frac{1}{E_{\text{moy}}(\varepsilon)} - \frac{1}{E_{\text{moy}}(E_P)} \right)\right) \quad \text{Eq. III. 42.}$$

Par conséquent,

$$\Delta T = 2P_0 S \frac{\phi_B + E_{\text{moy}}}{E_C} \frac{1}{1 + B} T \quad \text{Eq. III. 43.}$$

La Figure III. 12 représente les variations de T et de ΔT en fonction de E_P obtenues expérimentalement et numériquement après avoir pris en compte la relaxation du vecteur d'onde. Dans ce calcul, l'énergie de Fermi E_F est égale à 10 eV.

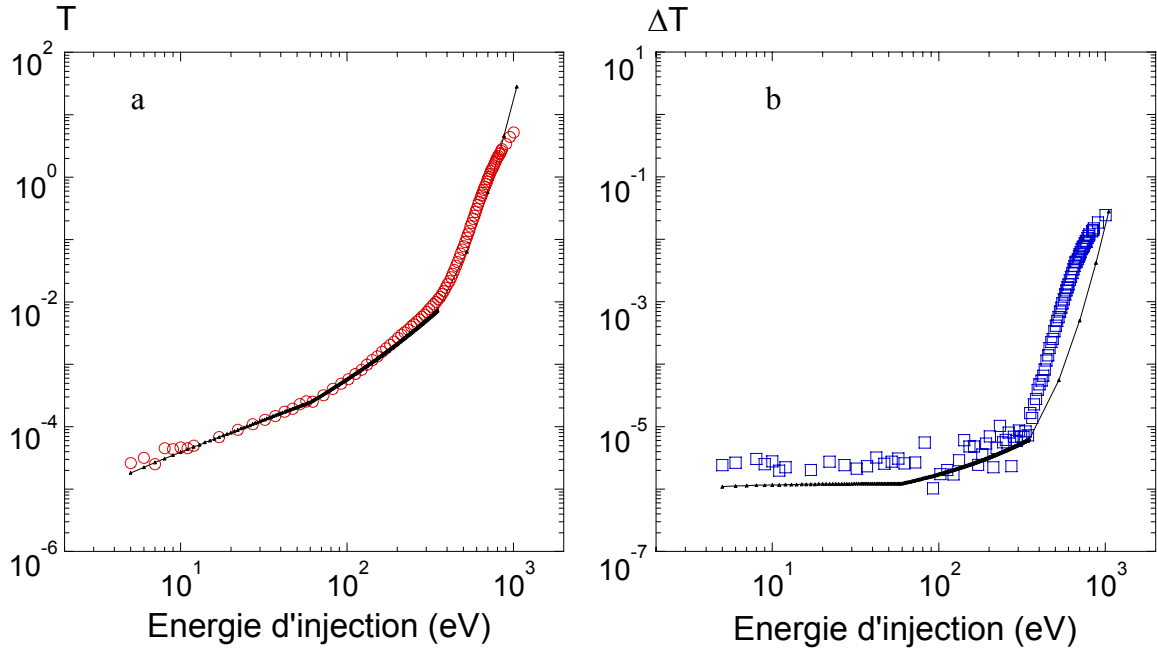


Figure III. 12 : Variation de la transmission T (a) et de sa dépendance en spin ΔT (b) en fonction de l'énergie d'injection E_P . Les symboles (pleins) reliés par des pointillés représentent les valeurs calculées et les symboles seuls représentent les valeurs mesurées.

Les variations avec E_P de la transmission et de sa dépendance en spin sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus pour l'ensemble de la gamme d'énergie sondée.

L'introduction arbitraire de l'énergie E_C à partir de laquelle le transport s'écarte d'un régime diffusif permet de décrire qualitativement l'augmentation brutale de la transmission et de sa dépendance en spin avec E_P pour les hautes énergies d'injection.

III. 3. 5 Analyse et limites du modèle

Pour déterminer les mécanismes principaux régissant la thermalisation et la propagation de la distribution électronique injectée dans la jonction, nous avons développé un modèle de transport dans lequel nous prenons en compte de manière élémentaire la relaxation de l'énergie et du vecteur d'onde.

Pour $E_P < E_{\min}$, la propagation dans la couche métallique est diffusive et le processus de thermalisation est régi par les collisions électron / électron, donnant lieu à une cascade d'électrons secondaires. En réalité, seul le transport au niveau de Fermi peut être considéré comme diffusif. Néanmoins, ce mécanisme de relaxation de l'énergie est très efficace, et peu de collisions sont nécessaires pour que l'énergie moyenne de la distribution soit comparable à E_F . L'hypothèse d'un transport diffusif est donc raisonnable tant que l'énergie des électrons dans la couche métallique est au plus de quelques dizaines d'eV.

Pour $E_{\min} < E_P < E_C$, le mode de transport est identique au régime précédent mais la première collision, qui permet l'excitation d'un plasmon, ne modifie ni l'énergie, ni le vecteur d'onde de l'électron incident. Tout se passe alors comme si l'épaisseur de la couche métallique à traverser avait diminué. Cette description de la première collision permet de décrire phénoménologiquement une diffusion "vers l'avant" et de traduire de manière schématique l'élargissement de la distribution électronique injectée dans le semi-conducteur.

Pour $E_C < E_P$, les hypothèses premières de ce modèle ne sont plus valables. On introduit arbitrairement une énergie E_C à partir de laquelle la relaxation du vecteur d'onde n'obéit plus, pour cette jonction Schottky, à l'approximation des k aléatoires. Le calcul de l'angle de diffusion permet d'estimer la distance parcourue "vers l'avant" après chaque collision dans le troisième régime. Mais, contrairement à l'énergie E_{\min} , E_C n'a pas de réelle signification physique. Dans la description du transport que nous proposons, la valeur de E_C , et par conséquent l'observation du troisième régime de transport, peut dépendre de l'épaisseur d de la couche métallique.

Remarquons d'autre part qu'aux faibles énergies d'injection, on suppose que l'énergie échangée au cours des collisions électron / électron est en moyenne la moitié de l'énergie de l'électron incident. On sous-entend donc implicitement que l'on ne distingue pas dans ce processus de thermalisation, la distribution incidente de la distribution d'électrons secondaires. Ceci vient du fait que les deux électrons considérés, qui sont discernables par leur énergie avant la collision, deviennent indiscernables après leur interaction. Lorsque l'on prend en compte la relaxation du vecteur d'onde, l'énergie échangée est supposée indépendante de E_p . La distribution injectée et la distribution générée par la cascade d'électrons secondaires évoluent séparément, et on ne peut plus réellement considérer qu'une seule énergie E_{moy} suffit à décrire les variations de T et de ΔT . Notons que la séparation en énergie entre les électrons polarisés et les électrons secondaires, conduit à une distribution de polarisation non homogène avant l'entrée dans le filtre à spin qui favorise l'augmentation de ΔT avec E_p .

Pour étudier cette augmentation de ΔT à haute énergie d'injection, il est instructif de tracer l'asymétrie du courant transmis en fonction de E_p . Cette quantité est en effet très sensible aux différents régimes du transport car elle est définie comme le rapport de deux quantités variant rapidement avec E_p . D'après les équations III. 14 et 43, l'asymétrie s'écrit

Pour $E_p < E_C$,

$$A = P_0 S \frac{\phi_B + E_{moy}}{E_p} \quad \text{Eq. III. 44.}$$

Pour $E_C < E_p$,

$$A = P_0 S \frac{\phi_B + E_{moy}}{E_C} \frac{1}{1 + B} \quad \text{Eq. III. 45.}$$

La Figure III. 13 représente les variations avec E_p de l'asymétrie expérimentale (symboles) et de l'asymétrie calculée (trait plein). De manière spectaculaire, l'asymétrie expérimentale augmente pour des énergies d'injection supérieures à 350 eV. Dans ce domaine d'énergie, ΔT varie plus vite que T . L'asymétrie étant égale au produit de la polarisation effective P que "voit" le filtre à spin par sa sélectivité en spin S ($A = S \times P$), A est une mesure de P . Ainsi, dans le troisième régime, P augmente, c'est-à-dire que la dilution de la polarisation incidente diminue. Ceci semble confirmer l'existence de deux contributions à la distribution transmise : les électrons polarisés de spin qui contribuent à ΔT sont maintenus dans la partie "haute"

énergie de la distribution qui atteint la barrière, la partie "basse" énergie de la distribution est essentiellement constituée d'électrons secondaires non polarisés, excités dans le palladium.

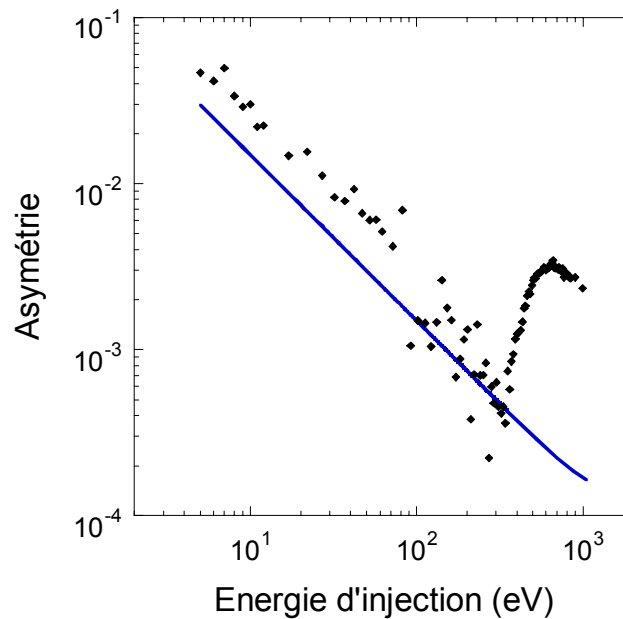


Figure III. 13 : Asymétrie de transmission $A = \Delta T / 2T$ en fonction de l'énergie d'injection. Les symboles représentent l'asymétrie expérimentale. L'asymétrie calculée est en trait plein. La figure met clairement en évidence que le modèle est trop rudimentaire pour décrire le transport à haute énergie d'injection.

Le modèle de transport que nous proposons s'avère ici trop rudimentaire pour décrire la propagation d'une distribution complexe résultant de collisions où l'énergie échangée est inférieure à la moitié de l'énergie initiale. S'il permet d'interpréter la transmission, l'analyse de sa dépendance en spin reste seulement approchée. Il ne permet pas notamment de rendre compte tout à fait de l'augmentation brutale de ΔT autour de 350 eV dont l'origine reste pour le moment un problème ouvert.

III. 4 Influence de l'épaisseur des couches

Afin de déterminer en quoi les résultats obtenus dépendent des caractéristiques de l'échantillon, nous avons réalisé des mesures de transmission sur trois jonctions Schottky Pd / Fe / GaAs. Ces jonctions se différencient les unes des autres par l'épaisseur de leurs couches métalliques, paramètre qui joue bien sûr un rôle prépondérant dans des expériences de transmission.

III. 4. 1 Les échantillons

III. 4. 1. 1 Propriétés structurales

Tous les échantillons que nous avons étudiés ont été élaborés suivant la procédure décrite dans la section 1. 1 de ce chapitre. Pour des raisons de commodité, nous les nommerons dans la suite par une nomenclature qui rappelle l'épaisseur des couches métalliques.

- Pd₅₀Fe₃₅ : Pd (5,0 nm) / Fe (3,5 nm) / GaAs-n (10^{16} cm^{-3}) (jonction initiale)
- Pd₃₀Fe₄₀ : Pd (3,0 nm) / Fe (4,0 nm) / GaAs-n (10^{16} cm^{-3})
- Pd₂₀Fe₂₅ : Pd (2,0 nm) / Fe (2,5 nm) / GaAs-n (10^{16} cm^{-3})

L'échantillon Pd₃₀Fe₄₀ dispose de plus d'un contact ohmique sur le substrat d'arséniure de gallium pour limiter les polarisations parasites de la jonction (voir Chapitre II). Pour pallier l'absence de contact ohmique, l'échantillon Pd₂₀Fe₂₅ a été contacté en face arrière, avant son introduction sous vide, avec un alliage métallique d'indium-gallium. Ces trois échantillons présentent des caractéristiques électriques et magnétiques très semblables. On peut ainsi espérer que seules les épaisseurs des couches métalliques auront un impact sur les variations de la transmission et de sa dépendance en spin avec l'énergie d'injection.

III. 4. 1. 2 Transmission et dépendance en spin

La transmission T et sa dépendance en spin ΔT sont représentées sur la Figure III. 14 pour chacun des trois échantillons. Les courbes sont tracées en échelle logarithmique en fonction de l'énergie d'injection E_p .

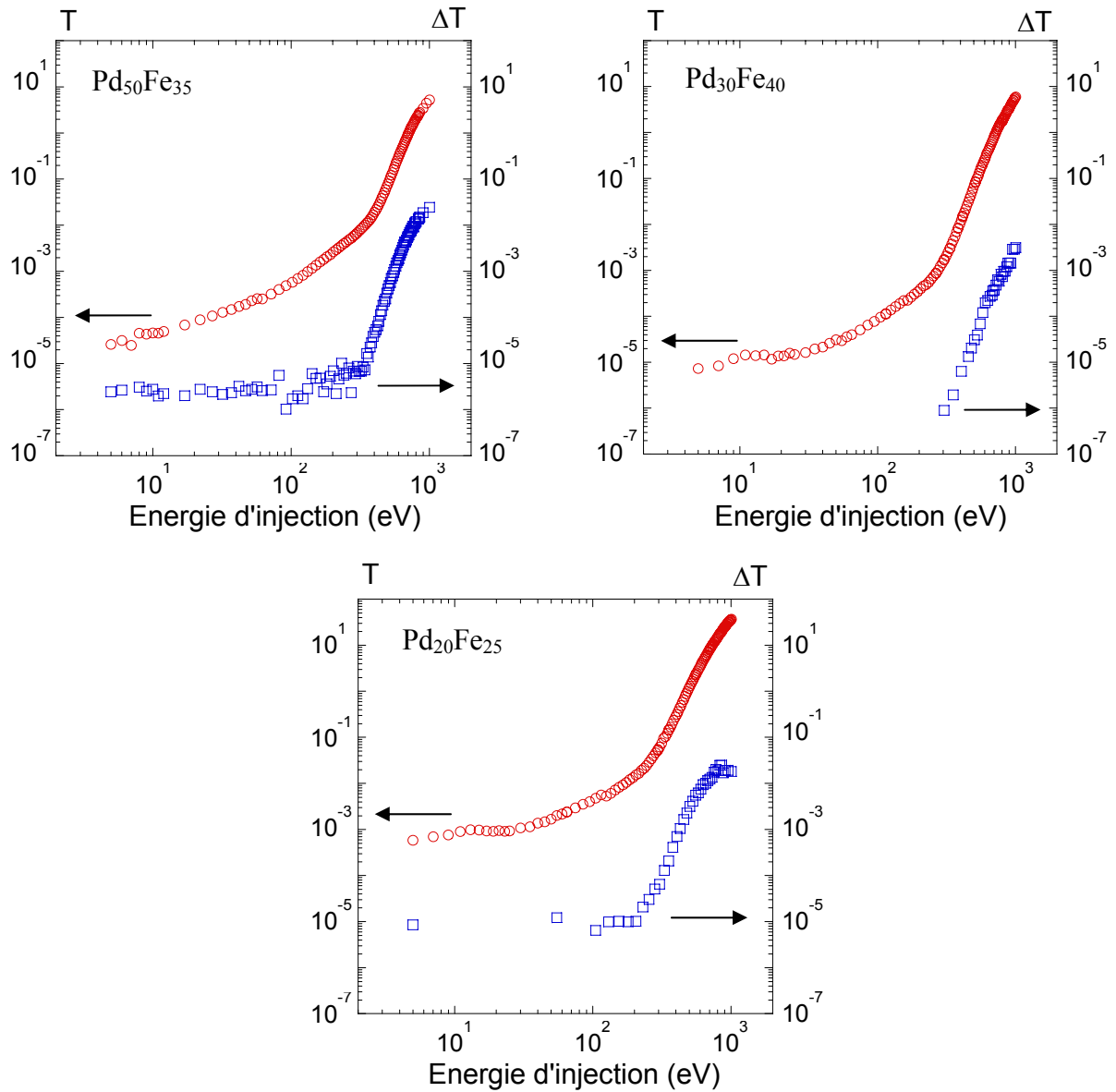


Figure III. 14 : Variations de la transmission T (cercles) et de sa dépendance en spin ΔT (carrés) en fonction de l'énergie d'injection pour les trois jonctions Schottky $\text{Pd}_{50}\text{Fe}_{35}$, $\text{Pd}_{30}\text{Fe}_{40}$ et $\text{Pd}_{20}\text{Fe}_{25}$.

Les résultats obtenus sur ces trois échantillons sont très similaires. Les transmissions augmentent sur 4 à 5 ordres de grandeur dans la gamme d'énergie étudiée, et deviennent supérieures à l'unité pour une énergie de plusieurs centaines d'eV. Comme dans le cas de l'échantillon $\text{Pd}_{50}\text{Fe}_{35}$, les variations avec E_p des différentes transmissions peuvent être divisées en trois domaines d'énergie, associés à trois lois de puissance. D'autre part, les dépendances en spin des transmissions correspondantes augmentent également de manière brutale à partir de 300 eV environ pour atteindre des valeurs comprises entre quelques 10^{-3} et

quelques 10^{-2} à 1 keV. Notons cependant qu'il n'a pas toujours été possible de mesurer ΔT pour des énergies inférieures à quelques centaines d'eV, le rapport signal sur bruit devenant parfois trop faible pour permettre une détection fiable dans un temps de mesure raisonnable.

III. 4. 2 Analyse des résultats

III. 4. 2. 1 Reproductibilité des régimes de transmission

La caractéristique essentielle de cette étude est la mise en évidence de manière reproductible de trois régimes de transmission, et en particulier, d'un régime à "haute" énergie d'injection où la transmission et sa dépendance en spin augmentent simultanément sur plusieurs ordres de grandeur. Si ces différents régimes n'ont pas été entièrement reproduits pour les variations de ΔT , ils ont été obtenus pour la transmission, et les lois de puissance associées à ces régimes sont sensiblement les mêmes d'un échantillon à l'autre (Figure III. 15).

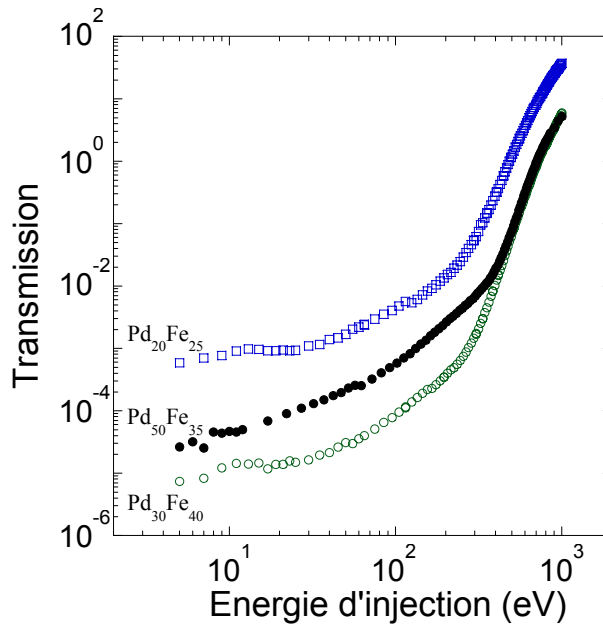


Figure III. 15 : Courbes de transmission pour les trois jonctions Schottky Pd₅₀Fe₃₅ (cercles pleins), Pd₃₀Fe₄₀ (cercles vides) et Pd₂₀Fe₂₅ (carrés). Les lois de puissance associées aux trois régimes de transport sont similaires, indépendamment des épaisseurs des couches métalliques.

Bien que l'on attende à priori, aux faibles énergies d'injection, des variations importantes de l'amplitude de transmission avec l'épaisseur de la couche métallique, il ne semble pas y avoir de tendance générale pour ces échantillons. Par exemple, l'échantillon Pd₅₀Fe₃₅ dont la couche métallique est la plus épaisse n'est pas celui dont la transmission est la

plus faible à basse énergie d'injection. Il est donc délicat d'extraire une information quantitative des amplitudes de transmission en fonction de l'épaisseur de métal. En fait, non seulement l'épaisseur de métal, mais aussi la qualité des couches, des interfaces et des caractéristiques de la barrière sont des paramètres déterminants. Comme le montrent les calculs de la section III. 3. 2. 2, une variation de 10% de Φ_B modifie la transmission d'un facteur cinq. Par ailleurs, l'épaisseur de la barrière d'oxyde (dont nous avons négligé l'influence) peut être différente d'un échantillon à l'autre, et la valeur (ainsi que la variation) de la transmission est sans doute très sensible à ces différences.

III. 4. 2. 2 Saturation de T

Sur tous les échantillons, nous avons observé des transmissions supérieures à l'unité pour des énergies d'injection de quelques centaines d'eV. Mais, dans le cas limite des très grandes énergies d'injection, tous les électrons primaires doivent être transmis de manière balistique au travers de la couche métallique. Quelle que soit l'épaisseur de métal à traverser, il existe donc une énergie E_p telle que le libre parcours moyen inélastique soit suffisamment grand pour que l'échantillon devienne "transparent" pour les électrons incidents. La transmission doit alors diminuer pour tendre vers 1. Par conséquent, d'autres régimes de transmission peuvent idéalement être observés sur nos échantillons pour des énergies supérieures à 1 keV. La Figure III. 16 représente un agrandissement de la figure précédente pour des énergies d'injection comprises entre 300 et 1000 eV. Pour les trois échantillons, d'épaisseur totale comprise entre 4,5 et 8,5 nm, l'augmentation de la transmission s'infléchit lorsque E_p se rapproche de 1 keV. A haute énergie d'injection, la variation de la transmission est un compromis entre l'augmentation de l'énergie moyenne des électrons transmis au-dessus de la barrière Schottky et la diminution de l'efficacité de la cascade d'électrons secondaires.

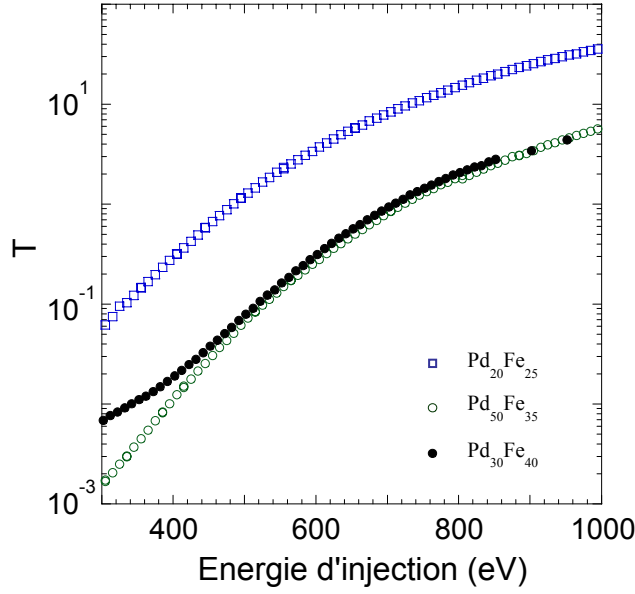


Figure III. 16 : Courbes de transmission des trois échantillons étudiés pour des énergies d'injection comprises entre 300 et 1000 eV. Lorsque la transmission devient de l'ordre de l'unité, son augmentation s'infléchit lorsque E_p croît.

III. 4. 2. 3 Saturation de ΔT

Ce phénomène de saturation de la transmission doit s'observer en premier lieu sur sa dépendance en spin ΔT , car si l'énergie moyenne des électrons transmis augmente de manière significative, la sélectivité en spin de la couche ferromagnétique va nécessairement diminuer. En effet, la sélectivité S du filtre à spin, définie par la relation $S = A / P_0 = \tanh(d_{Fe} / \delta)$, peut diminuer pour deux raisons : soit parce que δ augmente, c'est-à-dire que l'énergie moyenne des électrons dans la couche ferromagnétique devient supérieure à la largeur des bandes d , soit parce que l'épaisseur effective du filtre à spin diminue, ce qui peut se produire lorsqu'une partie du processus de thermalisation s'effectue dans la couche de fer. L'énergie moyenne E_{moy} de la distribution électronique à l'interface métal / semi-conducteur n'excédant pas quelques dizaines de meV dans notre modèle, l'hypothèse d'une diminution de l'épaisseur effective du filtre à spin est la plus justifiée. Sur la Figure III. 17, sont représentées les variations de ΔT mesurées sur les trois échantillons pour des énergies d'injection supérieures à 300 eV. Il apparaît clairement pour l'échantillon $Pd_{20}Fe_{25}$ que la dépendance en spin de la transmission reste quasiment constante pour $E_p > 800$ eV. Dans ce cas, l'épaisseur de palladium étant assez faible, une partie de la thermalisation de la distribution électronique s'effectue probablement dans la couche de fer, ce qui tend à réduire sa sélectivité en spin.

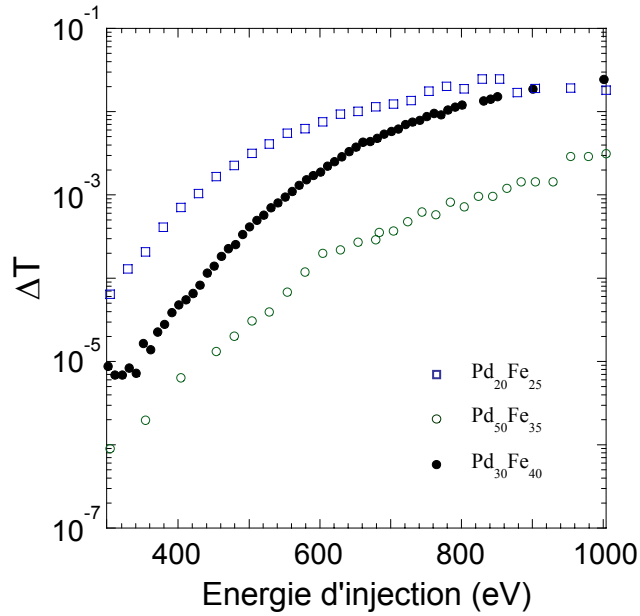


Figure III. 17 : Courbes de ΔT des trois échantillons étudiés pour des énergies d'injection comprises entre 300 et 1000 eV. Pour l'échantillon Pd₂₀Fe₂₅, la dépendance en spin de la transmission sature lorsque E_p devient supérieure à 800 eV.

Comme nous l'avons mentionné, il est délicat d'extraire une information quantitative des variations de la transmission, et à fortiori de sa dépendance en spin, avec l'épaisseur de la couche métallique. Si des effets de saturation peuvent être évoqués sur les trois échantillons étudiés, une analyse rigoureuse de l'influence des paramètres structuraux des jonctions Schottky magnétiques sur le transport d'électrons injectés à haute énergie reste à réaliser.

III. 5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats d'une étude de transmission d'électrons polarisés de spin, injectés à haute énergie dans des jonctions Schottky palladium / fer / arséniure de gallium. Pour des énergies d'injection E_P comprises entre quelques eV et 1 keV, la transmission et sa dépendance en spin augmentent sur plusieurs ordres de grandeur. La caractéristique fondamentale de ces mesures est l'existence de domaines d'énergie où les lois de variation de T et ΔT sont corrélées. L'interprétation du comportement de la transmission avec E_P suffit donc, en première approximation, à expliquer la majeure partie des résultats obtenus. Nous avons développé un modèle décrivant de manière rudimentaire la propagation et la thermalisation de la distribution électronique dans la couche métallique. Ce modèle reproduit semi-quantitativement les résultats expérimentaux et montre que l'augmentation de T et ΔT avec E_P s'interprète par une augmentation de l'énergie moyenne E_{moy} de la distribution électronique à l'interface métal / semi-conducteur. En particulier, l'augmentation spectaculaire de ΔT est pour l'essentiel due au nombre croissant avec E_P d'électrons polarisés, injecté depuis le vide, qui atteignent l'interface palladium / fer avec une énergie supérieure à Φ_B . Si le modèle est raisonnable dans le domaine des faibles énergies d'injection, il ne permet pas de décrire de manière réaliste le transport à "haute" énergie. Néanmoins, et c'est le but d'un modèle analytique simple, il permet d'indiquer quels aspects des mécanismes qui gouvernent le transport doivent être considérés pour l'interprétation des mesures. Il met en évidence d'une part, que la relaxation du vecteur d'onde dans le cadre de l'interaction coulombienne doit être prise en compte et, d'autre part, que la détermination de la forme de la distribution en énergie et en polarisation au cours du transport est cruciale (on ne peut pas se contenter de décrire l'énergie moyenne E_{moy} et de calculer la polarisation de spin à E_{moy}). Traiter l'ensemble de ce problème exige de recourir à une simulation numérique. De plus, une simulation numérique où l'interaction coulombienne serait décrite de manière rigoureuse permettrait d'introduire des effets sur la polarisation des électrons liés à l'échange, c'est-à-dire à une asymétrie de la section efficace de collision selon que les deux électrons en interaction ont ou non le même spin, et ce tant dans le métal non magnétique (Pd) que dans le métal ferromagnétique (Fe). Un effet de ce type pourrait contribuer à l'augmentation de l'asymétrie observée à "haute" énergie.¹⁵

¹⁵ N. F. Mott and H. S. W. Massey, *The theory of atomic collisions*, Oxford University Press, edited by N. F. Mott, E. C. Bullard and D. H. Wilkinson, third edition (1965).

Chapitre IV

La jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur pour la détection de spin

De nombreuses expériences de physique atomique, de physique du solide ou de physique des hautes énergies sont basées sur la production, la manipulation et la détection de la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons libres. Depuis la première mesure de photoémission résolue en spin,¹ beaucoup d'efforts ont été réalisés pour améliorer les performances des sources d'électrons polarisés et des détecteurs de spin. Le problème de l'obtention de sources à très haute polarisation est aujourd'hui quasiment résolu, notamment par la mise au point de photocathodes en semi-conducteurs à base de couches minces contraintes ou de superréseaux.^{2,3} En revanche, la recherche d'un détecteur de spin de grande efficacité, pouvant mesurer les différentes composantes cartésiennes de la polarisation, reste d'actualité. L'objectif de ce quatrième chapitre est d'évaluer les potentialités des jonctions Fe / GaAs pour la détection de spin. Après avoir introduit les notions indispensables de polarimétrie, nous décrivons dans un premier temps, les techniques usuelles de mesure de polarisation. Nous proposons alors, dans une deuxième partie, la jonction Schottky Pd₅₀Fe₃₅ étudiée au Chapitre III comme alternative aux polarimètres traditionnels. Enfin, nous discutons l'importance de poursuivre les études de transport sur les multicouches minces magnétiques, et en particulier, sur les systèmes hybrides métal ferromagnétique / semi-conducteur pour la réalisation de détecteurs de spin compacts et performants.

¹ G. Busch, M. Campagna, P. Cotti and H. C. Siegmann, *Observation of electron polarization in photoemission*, Phys. Rev. Lett. **22**, 597 (1969).

² T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith and J. D. Walker, *Observation of strain-enhanced electron-spin polarization in photoemission from InGaAs*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2376 (1991).

³ T. Otori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata and M. Yoshioka, *Large enhancement of polarization observed by extracted electrons from the AlGaAs-GaAs superlattice*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3294 (1991).

IV. 1 Mesure de la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons libres

En 1921, Stern et Gerlach ont mis en évidence pour la première fois la quantification du moment magnétique d'un électron gravitant autour d'un noyau. Dans leur expérience, un jet d'atomes d'argent traverse une région de l'espace où règne un champ magnétique intense et inhomogène. Ce jet se sépare alors en deux faisceaux d'égale intensité selon l'orientation de spin de l'électron de valence non apparié. On peut dès lors éliminer un de ces deux faisceaux pour n'en obtenir plus qu'un, totalement polarisé de spin, d'intensité moitié. L'appareil de Stern et Gerlach est donc similaire à un polariseur en optique. Cependant, l'existence de la charge électronique, associée au principe d'incertitude, empêchent l'extension de cette technique aux faisceaux d'électrons.⁴

IV. 1. 1 Notions de polarimétrie

Aucune méthode directe, c'est-à-dire de type Stern et Gerlach, ne permet de sélectionner ou d'analyser une composante de la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons. Tous les détecteurs de spin électronique réalisés jusqu'à présent reposent, d'une manière ou d'une autre, sur l'interaction d'échange ou le couplage spin-orbite.⁵ Le faisceau d'électrons de polarisation inconnue est alors injecté sur une cible "sélective en spin", et la polarisation est obtenue en mesurant l'asymétrie de l'intensité détectée après l'interaction du faisceau incident avec la cible, soit entre deux états magnétiques du détecteur (interaction d'échange), soit entre deux directions symétriques de diffusion (couplage spin-orbite).

Pour caractériser l'efficacité d'un polarimètre, deux grandeurs sont utilisées : sa fonction de Sherman S , quantité comprise entre 0 et 1, qui détermine le pouvoir de discrimination en spin du détecteur, et sa figure de mérite F , quantité également comprise entre 0 et 1, qui traduit l'incertitude sur la mesure de polarisation. Bien sûr, d'autres paramètres interviennent dans cette caractérisation, comme la calibration du détecteur, l'importance des asymétries parasites, ou l'influence des conditions expérimentales (préparation de la cible, énergie ou angle d'incidence du faisceau d'électrons). Ces avantages

⁴ J. Kessler, *Polarized electrons*, seconde édition, Springer-Verlag, Berlin, 1985.

⁵ J. Kirschner, *Sources and detectors for polarized electrons*, in *Polarized electrons in surface physics*, édité par R. Feder, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapour, chapitre 5, 245 (1985).

et inconvénients devant être examinés au cas par cas, on cherchera plus généralement à étudier les deux fonctions S et F pour comparer deux détecteurs.

Rappelons que l'asymétrie A du courant détecté après l'interaction du faisceau incident avec la cible sélective en spin, est définie comme le rapport $A = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$ où I^+ et I^- sont les courants obtenus dans les deux configurations de mesure. L'asymétrie A est directement proportionnelle à la fonction de Sherman S du détecteur et à la polarisation P_0 du faisceau d'électrons incidents : $A = S.P_0$.⁴ En fait, S est l'asymétrie que l'on mesurerait pour un faisceau incident de polarisation 100%. Remarquons que S est également la polarisation acquise par un faisceau d'électrons initialement non polarisé après son interaction avec la cible sélective en spin. La fonction de Sherman étant une caractéristique intrinsèque du polarimètre, l'incertitude δP_0 sur l'estimation de la polarisation initiale est proportionnelle à l'incertitude δA sur la mesure de l'asymétrie. Généralement, la précision de la mesure est limitée par la statistique de comptage des électrons, car la nature granulaire du courant électrique produit une source de bruit appelée bruit de grenaille ou "shot noise". Ce bruit est lié aux fluctuations de courant associées aux fluctuations du flux des porteurs de charge dans un circuit. Cet effet est purement probabilistique et suppose que le passage d'une charge au travers une section donnée d'un circuit électrique est statistiquement indépendant du passage des autres charges. On montre que l'écart quadratique moyen de ces fluctuations de courant se met sous la forme $2eI\Delta\nu$ où e est la valeur absolue de la charge de l'électron, I le courant moyen que l'on détecte et $\Delta\nu$ la bande passante de la mesure. Le courant I présente donc des fluctuations assimilables à un bruit blanc. Pour un courant de 10 pA, ces fluctuations sont de l'ordre de 0,2 pA dans une bande passante de 10 kHz.

Dans le cas où le bruit de grenaille est le bruit limitant la mesure, on montre, pour un faisceau incident d'intensité I_E de polarisation P_0 , que l'incertitude δP_0 s'écrit :⁴

$$\delta P_0 = \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{\gamma I_E S^2} (1 - A^2)} \quad \text{Eq. IV. 1.}$$

avec $\gamma = I_C / I_E$ où I_C est le courant mesuré après l'interaction du faisceau incident avec la cible sélective en spin. En pratique, $A^2 \ll 1$ et

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{\gamma I_E S^2}} \quad \text{Eq. IV. 2.}$$

Insistons sur le fait que cette relation est valable tant que les fluctuations du courant détecté sont proportionnelles à $\sqrt{I_C}$. Pour minimiser δP_0 il faut par conséquent optimiser la quantité $F = S^2 \gamma$ qui intervient au dénominateur de l'équation IV. 2. La quantité F , qui est la figure de mérite du détecteur, dépend de la sélectivité en spin S du détecteur et de son efficacité de collection γ . Pour les différents polarimètres existants, la fonction de Sherman S étant de 0,1 à 0,4 et l'efficacité de collection (ou de diffusion) γ étant de 10^{-4} à 10^{-2} , les figures de mérite sont actuellement comprises entre quelques 10^{-6} et 10^{-4} .⁶

IV. 1. 2 Les principaux polarimètres

Les techniques généralement utilisées dans les mesures de polarisation de spin se classent en trois catégories : la polarimétrie de Mott, la diffraction dépendant du spin d'électrons lents, et les détecteurs à absorption.

IV. 1. 2. 1 Le polarimètre de Mott

Le principe de fonctionnement d'un polarimètre de Mott consiste à envoyer le faisceau d'électrons de polarisation inconnue en incidence normale, sur une feuille mince d'or portée à haute tension (typiquement 100 kV), et à détecter les électrons élastiques retro-diffusés dans deux directions, symétriques par rapport à la direction du faisceau incident (Figure IV. 1). Au potentiel coulombien ressenti par les électrons au voisinage de la surface d'or, s'ajoute le potentiel lié au couplage spin-orbite, et la section efficace de diffusion σ devient dépendante du spin. Néanmoins, σ et l'asymétrie de la section efficace pour les deux directions de spin sont très dépendantes de l'angle de diffusion θ , de sorte qu'en pratique, le choix de θ est un compromis entre intensité et sélectivité en spin (l'angle souvent choisi est $\theta = 120^\circ$). Deux détecteurs sont placés dans les directions θ et $-\theta$ et permettent de mesurer les courants I^{θ} et $I^{-\theta}$. L'asymétrie de comptage $(I^{\theta} - I^{-\theta})/(I^{\theta} + I^{-\theta})$ donne alors le produit $S.P_0$. Si la fonction de Sherman est connue, l'asymétrie des intensités mesurées sur les deux compteurs donne P_0 . La détermination de S pose le problème de la calibration. Le détecteur de Mott ne peut pas être calibré expérimentalement puisqu'il est difficile, voire impossible, d'avoir une source

⁶ G. Ghiringhelli, K. Larsson and N. B. Brookes, *High-efficiency spin-resolved and spin-integrated electron detection: parallel mounting on a hemispherical analyzer*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 4225 (1999).

d'électrons de polarisation connue précisément. En pratique, les asymétries mesurées sont extrapolées à épaisseur nulle de la feuille d'or, pour se ramener à la fonction de Sherman théorique, calculable numériquement.

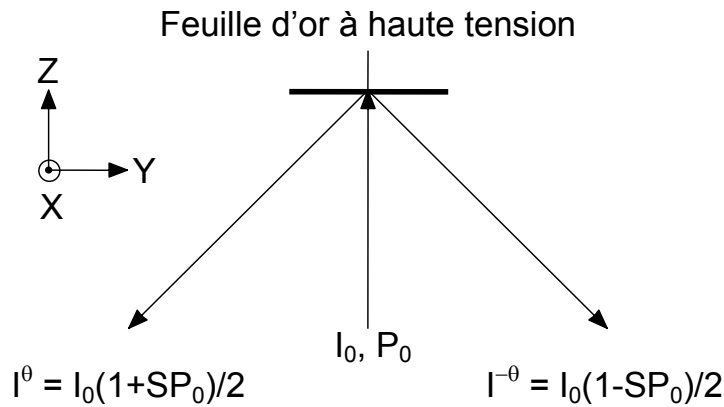


Figure IV. 1 : Schéma de principe de la diffusion de Mott. Les trajectoires des différents faisceaux d'électrons sont représentées par des flèches. La polarisation incidente P_0 est ici dans la direction x , normale au plan de diffusion. Puisque l'interaction spin-orbite dépend du produit scalaire $\vec{l} \cdot \vec{s}$, les deux composantes transverses (P_0^X, P_0^Y) de la polarisation incidente peuvent être déterminées, si on dispose de 2 couples de compteurs. Sur la figure, seule la composante suivant x peut être mesurée.

La fonction de Sherman des polarimètres de Mott est typiquement de l'ordre de 0,2 à 0,4 et l'efficacité de diffusion est comprise entre 10^{-4} et 10^{-3} . La figure de mérite est, dans le meilleur des cas, de 10^{-4} . Ce détecteur est actuellement le plus performant. Par ailleurs, un détecteur de Mott traditionnel est un appareil volumineux (environ 1 m^3) en raison des précautions imposées par l'application de hautes tensions. Cet encombrement rend difficile l'adaptation d'un polarimètre de Mott aux mesures standards de spectroscopies électroniques. Aussi, beaucoup d'efforts ont été faits pour diminuer la tension de fonctionnement et la taille des polarimètres. De nouvelles générations de détecteurs de Mott ont vu le jour,^{7,8} mais leur utilisation reste encore très lourde, et par là même restreinte.

⁷ G. C. Burnett, T. J. Monroe and F. B. Dunning, *High-efficiency retarding-potential Mott polarization analyzer*, Rev. Sci. Instrum. **65**, 1893 (1994).

⁸ S. Quiao, A. Kimura, A. Harasawa, M. Sawada, J.-G. Chung and A. Kakizaki, *A new compact electron spin polarimeter with a high efficiency*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 4390 (1997).

IV. 1. 2. 2 Diffraction dépendant du spin d'électrons de basse énergie

Un faisceau d'électrons, focalisé en incidence normale sur une surface cristalline, est diffracté. Les intensités diffractées dans les directions équivalentes du réseau réciproque sont en général égales. Cependant, lorsque le potentiel d'interaction avec la surface est dépendant du spin, cette dégénérescence d'intensité est levée et la diffraction d'un faisceau incident polarisé de spin produit une asymétrie d'intensité entre les directions équivalentes. Le principe du détecteur SPLEED (Spin-Polarized Low-Energy Electron Diffraction) est d'utiliser cette différence d'intensité pour mesurer la polarisation de spin d'un faisceau d'électrons libres. Les détecteurs SPLEED fonctionnent aussi bien pour des surfaces ferromagnétiques (interaction d'échange) que pour des surfaces non magnétiques de forte masse atomique (couplage spin-orbite).

Pour des raisons pratiques, le détecteur utilisé est souvent un monocristal de tungstène, métal de transition non magnétique et réfractaire. La mesure d'asymétrie est similaire à celle d'un polarimètre de Mott : une paire de détecteurs permet de compter les électrons diffractés dans deux directions symétriques. Notons cependant qu'un SPLEED doit être préalablement calibré au moyen d'une source de polarisation connue. Comme le détecteur de Mott, il permet de détecter les deux composantes transverses de la polarisation incidente si l'on dispose de deux paires de détecteurs.

Le polarimètre SPLEED associe un encombrement similaire aux nouvelles générations de détecteur de Mott à une efficacité raisonnable.⁵ Il opère à relativement basse énergie puisque les électrons injectés ont une énergie de l'ordre de la centaine d'eV. Cependant, son utilisation routinière reste délicate dans la mesure où la surface du monocristal doit être exempte de toute contamination et doit être régulièrement régénérée. Pour obtenir des mesures reproductibles, un monocristal de tungstène, dans une enceinte à ultra-vide où règne une pression résiduelle inférieure à 10^{-10} Torr, doit être chauffé à 2500 degrés Celsius toutes les 15 à 30 minutes. De plus, les effets dépendant du spin sont extrêmement sensibles à l'angle d'incidence du faisceau injecté et il est nécessaire de calibrer périodiquement le détecteur.

IV. 1. 2. 3 Le détecteur à absorption

Lorsqu'un solide conducteur est excité par un faisceau d'électrons énergétiques, le courant d'électrons secondaires réémis par la surface peut être de même intensité que le courant incident. En d'autres termes, il existe une énergie E^* des électrons incidents pour laquelle le courant absorbé par le solide est rigoureusement nul.⁹ Cette énergie particulière dépend de plusieurs paramètres comme la nature du matériau, l'angle d'incidence, la rugosité de surface, le travail de sortie du solide ou le potentiel au voisinage de l'anode. Généralement, E^* est de l'ordre de quelques dizaines d'eV pour les métaux.¹⁰

Si le solide est ferromagnétique et que le faisceau d'électrons incidents est polarisé de spin, la valeur de l'énergie E^* dépend de l'orientation relative de l'aimantation de la cible et de la polarisation P_0 des électrons incidents.¹¹ Cet effet est dû à l'interaction d'échange dans la diffusion élastique des électrons incidents par le métal ferromagnétique. Un phénomène similaire a également été observé pour des anodes non magnétiques (comme l'or ou le tungstène) lorsque la direction du faisceau incident n'est pas normale à la surface. Dans ce cas, le couplage spin-orbite induit une variation de l'énergie d'annulation pour des électrons polarisés dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence (Figure IV. 2).^{12,13}

⁹ Cette situation est analogue aux effets observés dans les jonctions Schottky du Chapitre III. Insistons sur le fait que E^* est défini comme l'énergie à laquelle le courant absorbé par la cible est nul lorsque le faisceau incident est non polarisé de spin.

¹⁰ En réalité, il existe deux énergies E^* . La première est de l'ordre de 100 eV et vient de l'augmentation du taux d'émission secondaire avec l'énergie incidente. La deuxième apparaît pour des énergies d'injection de plusieurs keV du fait que les électrons secondaires sont générés de plus en plus profondément dans le solide et que la fraction d'entre eux qui ont suffisamment d'énergie pour franchir la barrière du vide diminue.

¹¹ H. C. Siegmann, D. T. Pierce and R. J. Celotta, *Spin-dependent absorption of electrons in a ferromagnetic metal*, Phys. Rev. Lett. **46**, 452 (1981).

¹² M. Erbudak and N. Müller, *An efficient low-energy electron-spin-polarization analyzer*, Appl. Phys. Lett. **38**, 575 (1981).

¹³ R. J. Celotta, D. T. Pierce, H. C. Siegmann and J. Unguris, *An electron spin polarization detector: spin-dependent absorption of a polarized electron beam*, Appl. Phys. Lett. **38**, 577 (1981).

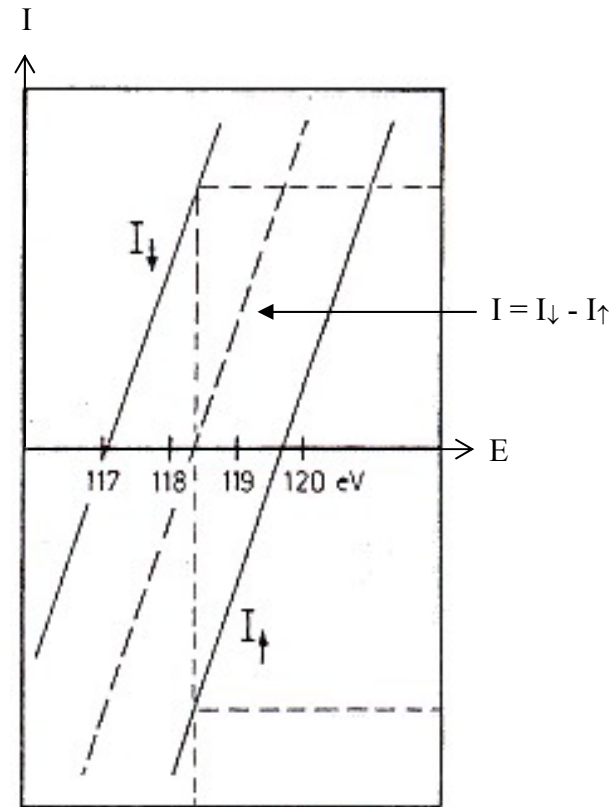


Figure IV. 2 : D'après la référence 12. Courant absorbé par une cible d'or sous injection d'un faisceau d'électrons d'énergie $E^* \approx 118,4$ eV et pour un angle d'incidence de 60° . Lorsque le courant incident n'est pas polarisé de spin, $I = 0$. S'il est polarisé, perpendiculairement au plan d'incidence, le courant absorbé est non nul et différent pour les deux orientations de spin.

L'écart au zéro du courant absorbé à E^* (de l'ordre de 1% en général) est directement proportionnel à la polarisation de spin du faisceau incident, et permet, après calibration du détecteur, de déterminer la composante transverse de P_0 perpendiculaire au plan d'incidence. Contrairement au polarimètre de Mott et au SPLEED, l'incertitude sur la mesure de la polarisation est ici fixée par les fluctuations du courant incident et par la statistique d'émission d'électrons secondaires. Pierce et al. ont montré que la figure de mérite d'un tel détecteur se met sous la forme $F = (1 / 2\eta^2) (I_C / I_E)^2$ où $I_C = I_\downarrow$ ou I_\uparrow et η^2 est la variance de la statistique d'émission d'électrons secondaires.¹⁴ Les meilleures figures de mérite reportées sont, comme pour la détection de Mott et le SPLEED, de l'ordre de 10^{-4} .¹⁵

¹⁴ D. T. Pierce, S. M. Girvin, J. Unguris and R. J. Celotta, *Absorbed current electron spin polarization detector*, Rev. Sci. Instrum. **52**, 1437 (1981).

¹⁵ Les figures de mérite obtenues ne sont pas meilleures que pour un Mott ou un LEED car, si le courant absorbé est nul, il est la différence de deux courants intenses, l'un étant le courant incident, l'autre étant le courant réfléchi. De fait, le bruit généré dans le métal est important.

Le détecteur à absorption est compact et fonctionne pour des énergies typiques de 100 eV. En pratique, l'énergie E^* est très sensible à l'état de surface de la cible, contaminée par le gaz résiduel de l'enceinte. Par conséquent, des conditions d'ultra-vide sont absolument requises et la calibration doit être répétée périodiquement comme pour le SPLEED. De plus, E^* dépend crucialement de la configuration du potentiel au voisinage de l'anode, de sorte que son utilisation en routine est rendue difficile. Enfin, puisque le mode de comptage n'est pas possible (détection analogique), ce détecteur est mal adapté à l'étude de faisceaux peu "intenses".

IV. 1. 3 Les couches ultra-minces ferromagnétiques

L'effet de filtre à spin observé dans les couches minces ferromagnétiques est une alternative aux méthodes de mesure de polarisation de spin présentées précédemment. En terme de fonction de Sherman et de figure de mérite, les meilleurs résultats obtenus sur les feuilles or / cobalt césiiées donnent $S = 0,6$ et $F > 10^{-4}$. La sélectivité en spin des filtres à spin est 2 à 3 fois plus importante que les fonctions de Sherman mesurées généralement, et la figure de mérite est une des plus grandes jamais rapportées.¹⁶ Outre leur haut pouvoir d'analyse, les couches minces ferromagnétiques ne dépendent pas de conditions particulières de fonctionnement.¹⁷ Mais si l'abaissement du niveau du vide de la face d'entrée de la multicouche reste stable plusieurs semaines, les procédures pour régénérer en césium la surface rendent difficile l'utilisation courante des couches minces magnétiques en polarimétrie. On préférera donc travailler avec des surfaces non césiiées, et la figure de mérite est alors de l'ordre de 10^{-5} , valeur inférieure de seulement un ordre de grandeur par rapport aux meilleurs détecteurs existants.

Selon les besoins de l'expérience, le faisceau transmis peut être collecté par une cage de Faraday, par des galettes micro-canaux ou des multiplicateurs d'électrons (channeltron). La mesure de l'asymétrie peut ainsi être obtenue de manière analogique ou par comptage d'électrons. Des systèmes ingénieux ont été proposés par Schönhense et Siegmann pour

¹⁶ H.-J. Drouhin, A. Van der Sluijs, Y. Lasailly and G. Lampel *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layer (invited)*, J. Appl. Phys. **79**, 4734 (1996).

¹⁷ A. Van der Sluijs, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lasailly and C. Marlière, *Spin-dependent electron transmission through ultra-thin magnetic layers: towards highly discriminative, compact spin detectors*, C. R. Acad. Sci. Paris, 753 (1994).

optimiser le niveau de signal.¹⁸ D'autre part, les filtres à spin présentent l'avantage de constituer, dans le cas de bicouche ferromagnétique, un détecteur auto-calibré qui ne nécessite pas l'emploi d'une source de polarisation connue ou d'une mesure préalable dans un détecteur de Mott.¹⁹ Malgré tous les avantages, les performances et les possibilités d'évolution des systèmes à couches minces magnétiques auto-suspendues, aucun détecteur basé sur le principe de filtre à spin n'a été développé à ce jour.

¹⁸ G. Schönhense and H. C. Siegmann, *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization*, Ann. Physik **2**, 465 (1993).

¹⁹ C. Cacho, Y. Lassailly, H.-J. Drouhin, G. Lampel and J. Peretti, *Spin filtering of free electrons by magnetic multilayers: towards an efficient self-calibrated spin polarimeter*, Phys. Rev. Lett. **88**, 066601 (2002).

IV. 2 La jonction Schottky magnétique comme détecteur de spin

L'effet de filtre à spin dans les couches ferromagnétiques permet de déterminer la composante de la polarisation d'un faisceau d'électrons libres, dans la direction de l'aimantation. Les forts effets de transmission dépendant du spin observés à haute énergie dans les jonctions Schottky Fe / GaAs ouvrent des perspectives nouvelles pour la détection de polarisation. L'objectif de cette partie est d'étudier la jonction $\text{Pd}_{50}\text{Fe}_{35}$ du Chapitre III du point de vue de la détection de spin.

IV. 2. 1 Caractéristiques du détecteur

Il est difficile de comparer la jonction Schottky aux autres polarimètres tant les conditions de mesure sont différentes. Dans notre cas, les contributions au bruit total de la statistique de comptage, de la jonction, et du bruit propre de la chaîne de détection se superposent, rendant plus complexe l'estimation de l'incertitude δP_0 . Néanmoins, il est possible de traiter séparément les performances de la jonction Schottky en tant que détecteur de spin et l'optimisation de la chaîne de mesure.

IV. 2. 1. 1 Fonction de Sherman

Dans les expériences de transmission, l'asymétrie de courant transmis est définie comme le rapport $A = (I_C^+ - I_C^-) / (I_C^+ + I_C^-) = \Delta T / 2T$ lorsque la polarisation de spin du faisceau incident est changée de $+P_0$ et $-P_0$, pour une direction fixée de l'aimantation. Cette définition est équivalente à l'asymétrie de courant créée par le retournement de l'aimantation, pour un signe donné de la polarisation. La Figure IV. 3 représente la variation de la fonction de Sherman $S = A / P_0$ avec l'énergie d'injection pour la jonction Schottky $\text{Pd}_{50}\text{Fe}_{35}$.

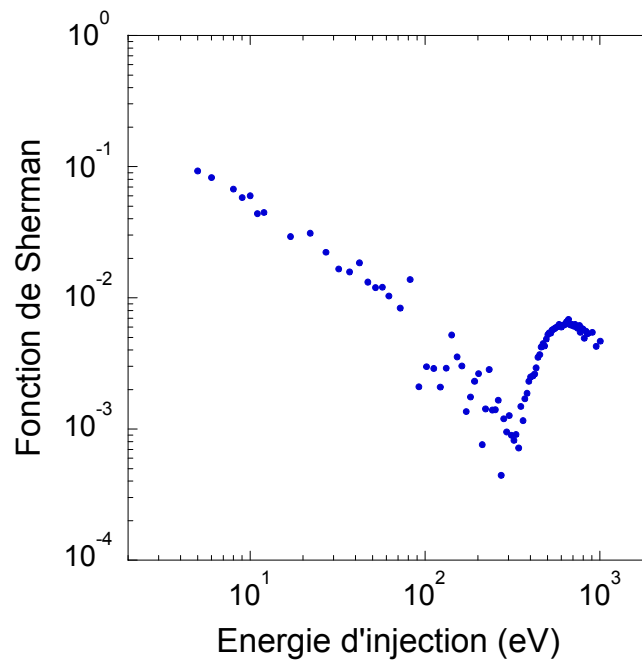


Figure IV. 3 : Fonction de Sherman de la jonction en fonction de l'énergie d'injection E_p .

Par définition, S est proportionnelle à l'asymétrie de courant transmis.

A basse énergie, S atteint des valeurs de l'ordre de 0,2 comparables à celles des meilleurs polarimètres. Puis, lorsque l'énergie des électrons incidents croît jusqu'à 350 eV, S décroît sur deux ordres de grandeur. Au-delà de 350 eV d'énergie d'injection, S augmente de nouveau sur un ordre de grandeur pour dépasser 10^{-2} . Il semble donc que les conditions les plus favorables pour la détection de spin soient obtenues à faible énergie d'injection. Cependant, il est important de constater que, si S ne vaut que 10^{-2} à haute énergie, la transmission T et sa dépendance en spin ΔT sont grandes. En fait, S exprime la sélectivité en spin du détecteur, mais la précision sur la mesure, c'est-à-dire le rapport signal à bruit, est donnée en première analyse par la figure de mérite F . Nous allons maintenant discuter de l'incertitude sur la mesure de la polarisation, et nous allons analyser comment interviennent les différentes quantités S , F et T sur cette incertitude et sur les conditions de mesure.

IV. 2. 1. 2 Incertitude sur la mesure de P_0

Puisque l'incertitude δP_0 sur la mesure de la polarisation est directement proportionnelle à l'incertitude δA sur la mesure de l'asymétrie ($\delta P_0 = \delta A / S$), le calcul de δP_0 passe inévitablement par la connaissance des différentes sources de bruit en courant qui interviennent dans notre mesure. Notre cas a ceci de spécifique que la mesure du courant

transmis se fait de façon analogique au travers d'une jonction d'impédance finie. On s'attend donc à ce que δP_0 s'écarte notablement de l'incertitude sur la polarisation que l'on peut rencontrer dans un détecteur de Mott par exemple où la mesure est effectuée par comptage d'électrons, c'est-à-dire au travers d'un amplificateur quasi-parfait d'impédance infinie.

a) Bruit de grenaille dans la jonction Schottky

Nous avons mentionné dans la section IV. 1. 1 que tout courant I_C présente des fluctuations assimilables à un bruit blanc en raison de la nature granulaire du courant électrique. Le bruit associé à ses fluctuations se met sous la forme $\sqrt{2e\Delta\nu I_C}$. Dans un détecteur de Mott, $I_C = \gamma I_E$ où γ est l'efficacité de diffusion, et l'incertitude sur la polarisation est donnée par la relation IV. 2. En réalité, cette équation n'est valable que sous l'hypothèse $\gamma \ll 1$, ce qui est le cas de tous les détecteurs utilisés jusqu'à présent. La jonction Schottky a en revanche cette particularité de posséder un gain plus grand que 1 quand l'énergie d'injection devient supérieure à E^* . Le bruit du courant mesuré dans le semi-conducteur ne varie donc plus en $\sqrt{2e\Delta\nu I_C}$ où $I_C = T \times I_E$. En effet, en ne considérant que le bruit du courant collecté, cette approximation néglige le bruit grenaille du courant incident I_E qui est multiplié par le gain du système. Tant que ce gain est petit devant l'unité, le bruit effectivement détecté vient, au premier ordre, du bruit de grenaille des électrons collectés. Si ce gain devient comparable ou supérieur à 1, le bruit en courant δI_C dans le semi-conducteur s'écrit :

$$(\delta I_C)^2 = 2e\Delta\nu T I_E + T^2 2e\Delta\nu I_E \quad \text{Eq. IV. 3.}$$

b) Bruit de jonction

Lorsqu'un courant passe dans une jonction Schottky, le dispositif n'est plus à l'équilibre thermodynamique et il n'y a aucune raison pour que le bruit généré soit le bruit thermique de la résistance de la jonction. Dans le cas d'une jonction polarisée, on montre que le bruit en courant s'écrit $\sqrt{2\Delta\nu k_B \tau (R_0^{-1} + R_d^{-1})}$ où R_d est la résistance dynamique de la jonction pour une tension de polarisation V et R_0 est la valeur de R_d pour $V = 0$.²⁰ Notons que si $R_d = R_0$, on retrouve le bruit thermique, et la jonction Schottky est alors équivalente du point de vue du bruit à une résistance R_0 . Dans le cas particulier de nos mesures, le courant I_E

²⁰ I. Solomon, communication privée.

injecté depuis le vide est typiquement de 100 nA et la résistance d'accès de la couche métallique est de l'ordre de quelques Ohms. La tension de polarisation de la jonction est donc de quelques centaines de nanovolts, et il est raisonnable de considérer que $R_d = R_0$. En ajoutant le bruit thermique de la jonction au bruit précédent, l'équation IV. 3 devient :

$$(\delta I_C)^2 = 2e\Delta v T I_E + T^2 2e\Delta v I_E + \frac{4k_B \tau \Delta v}{R_0} \quad \text{Eq. IV. 4.}$$

c) Bruit de la chaîne de détection

Nous avons vu dans le Chapitre II que les amplificateurs opérationnels qui composent nos picoampèremètres sont caractérisés par un bruit en tension δv exprimé en $\text{nV} / \sqrt{\text{Hz}}$, et par un bruit en courant δi exprimé en $\text{fA} / \sqrt{\text{Hz}}$. On peut donc inclure l'impact "minimal" de la chaîne de détection sur le bruit en courant δI_C en ajoutant deux termes à l'expression IV. 4 de sorte que :

$$(\delta I_C)^2 = 2e\Delta v T I_E + T^2 2e\Delta v I_E + \frac{4k_B \tau \Delta v}{R_0} + (\delta i)^2 \Delta v + \frac{(\delta v)^2 \Delta v}{R_0^2} \quad \text{Eq. IV. 5.}$$

En réalité, l'impact de la chaîne de détection est très certainement supérieur à ce qui est décrit dans l'équation IV. 5 par les termes en $(\delta i)^2$ et $(\delta v)^2$ car les picoampèremètres sont composés d'un grand nombre de composants électroniques, et ne peuvent pas être réduits à un unique amplificateur opérationnel.

d) Expression de δP_0

De l'équation IV. 5, on déduit l'expression de l'incertitude sur la mesure de la polarisation :²¹

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{2e\Delta v}{T I_E S^2} \left(1 + 2T + \frac{4k_B \tau}{e R_0 T I_E} + \frac{(\delta i)^2}{e T I_E} + \frac{(\delta v)^2}{e T I_E R_0^2} \right)} \quad \text{Eq. IV. 6.}$$

Qui se met aussi sous la forme :

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{(1+2T)}{T S^2}} \sqrt{\frac{2e\Delta v}{I_E}} \sqrt{\left[1 + \frac{4k_B \tau}{e R_0 T I_E (1+2T)} + \frac{(\delta i)^2}{e T I_E (1+2T)} + \frac{(\delta v)^2}{e T I_E R_0^2 (1+2T)} \right]} \quad \text{Eq. IV. 7.}$$

Cette formulation de δP_0 se compose de trois facteurs :

²¹ Voir l'Annexe 3 pour le détail du calcul.

- le premier facteur fait apparaître l'expression générale de la figure de mérite $F = TS^2 / (1 + 2T)$ qui est une quantité intrinsèque du détecteur et qui caractérise le phénomène physique à l'origine de la sélectivité en spin,
- les conditions de travail (choix de la bande passante $\Delta\nu$, intensité I_E du courant incident) qui sont indépendantes du détecteur et qui sont exprimées dans le terme $\sqrt{2e\Delta\nu / I_E}$,
- la mesure qui est caractéristique du mode de fonctionnement du détecteur (analogique / comptage, absorption / diffusion) et que l'on retrouve dans le terme entre crochets de l'équation IV. 7. Ce terme est toujours supérieur à 1 et traduit l'écart au cas limite où seul le bruit de grenaille est à considérer (c'est le cas par exemple des détecteurs fonctionnant en mode de comptage).

IV. 2. 1. 3 Figure de mérite

La figure de mérite F étant isolée dans l'expression de δP_0 , elle peut être comparée à celle des autres polarimètres. Il est clair que si T est largement inférieure à 1, F s'écrit TS^2 comme pour la plupart des polarimètres. Mais lorsque T n'est plus négligeable devant 1, $F = TS^2 / (1 + 2T)$. La variation de F avec E_p est tracée sur la Figure IV. 4 à partir des valeurs de T et de ΔT que nous avons mesurées pour la jonction $Pd_{50}Fe_{35}$ et sachant que $P_0 = 25\%$. La figure de mérite d'un polarimètre de Mott usuel ayant une fonction de Sherman $S_M = 0,2$ et une efficacité de collection $\gamma = 10^{-3}$ ($F = 4.10^{-5}$) est représentée en pointillés. A basse énergie d'injection, F décroît quand E_p augmente car la fonction de Sherman décroît rapidement. Pour une énergie d'injection égale au travail de sortie de la couche de palladium, F est de l'ordre de 10^{-6} , alors que F n'est plus que de 10^{-8} environ à 200 eV. En revanche, lorsque E_p devient supérieur à 350 eV, la figure de mérite se met à augmenter sur trois ordres de grandeur pour atteindre une valeur de 5.10^{-5} à 750 eV. Elle est alors supérieure à la figure de mérite du polarimètre de Mott considéré. Pour $E_p > 750$ eV, le terme $1+2T$ est plus grand que 1, et F décroît de nouveau. L'optimum de la figure de mérite à 750 eV met en évidence l'intérêt de travailler à haute énergie d'injection, bien que la fonction de Sherman soit relativement faible. Dans ces conditions, la jonction Schottky constitue un détecteur de spin dont les performances intrinsèques sont très bonnes.

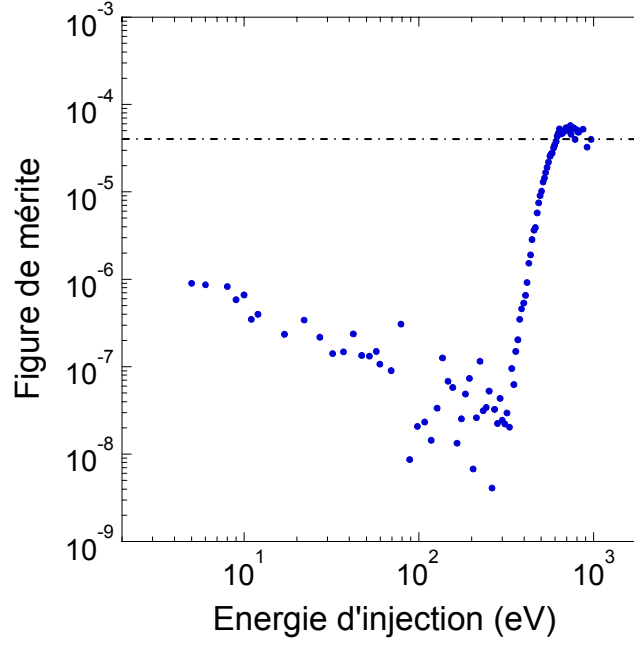


Figure IV. 4 : Figure de mérite F en fonction de l'énergie d'injection en échelle logarithmique. Le trait en pointillé correspond à la valeur de la figure de mérite d'un détecteur de Mott usuel dont la fonction de Sherman est $S_M = 0,2$ et l'efficacité de collection est $\gamma = 10^{-3}$ ($F = 4.10^{-5}$). Nos mesures expérimentales montrent qu'à "haute" énergie d'injection la figure de mérite de la jonction Schottky est comparable à celle d'un détecteur de Mott.

IV. 2. 2 Fonctionnement du détecteur à l'énergie d'injection E^*

Sur la Figure IV. 5 sont à nouveau tracées les variations de la transmission et de sa dépendance en spin observées dans l'échantillon $\text{Pd}_{50}\text{Fe}_{35}$ en fonction de l'énergie d'injection. Nous avons vu dans le Chapitre III que le courant I_E , injecté depuis le vide vérifie la relation $I_E = I_B + I_C$ où I_B est le courant dans la base métallique et I_C le courant collecté dans le semi-conducteur. Lorsque la polarisation de spin du faisceau d'électrons incidents est modulée, le courant collecté dans le semi-conducteur est également modulé. Il est alors la somme d'une composante I_C^0 , indépendante du spin, et d'une composante ΔI_C qui dépend de l'orientation relative de la polarisation incidente et de l'aimantation de la couche de fer. La loi de conservation du courant impose alors que :

$$I_B = I_E - \left(I_C^0 \pm \frac{\Delta I_C}{2} \right) = I_B^0 \pm \frac{\Delta I_B}{2} \quad \text{Eq. IV. 8.}$$

où $I_B^0 = I_E - I_C^0$ est la partie indépendante du spin du courant mesuré en face avant et où $\Delta I_B = -\Delta I_C = \Delta I$. En principe, l'effet magnétique est donc mesurable sur les deux contacts de la

jonction, et seule la dynamique de la chaîne de détection détermine le choix du contact. D'autre part, comme dans le cas du détecteur à absorption, il existe une énergie E^* pour laquelle le courant absorbé par la couche métallique s'annule lorsque le faisceau incident est non polarisé ($T = 1$). Si on injecte à cette énergie particulière un faisceau d'électrons avec une polarisation $\pm P_0$ alors on mesurera $I_B = \pm \Delta I / 2$. La dépendance en spin de la transmission peut ainsi être estimée sur le contact métallique sans fond continu. Cette configuration permet une mesure commode de ΔI autour de zéro avec une très grande dynamique.

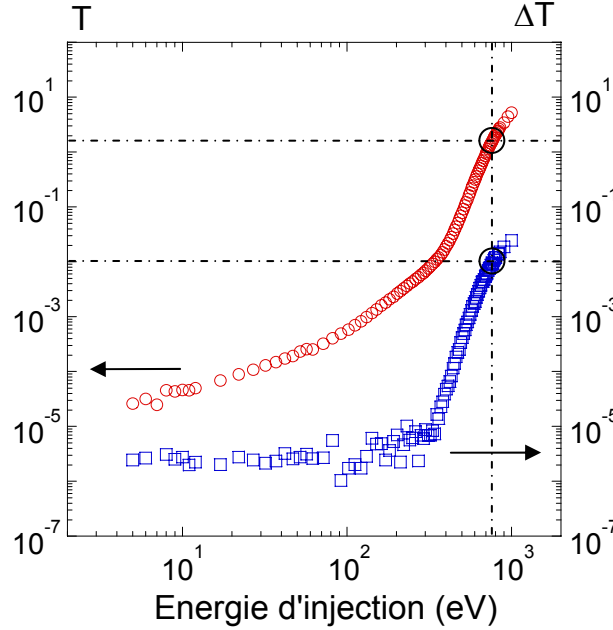


Figure IV. 5 : Transmission T et sa dépendance en spin ΔT en fonction de l'énergie d'injection en échelle logarithmique. Dans notre expérience, E^* est égale à 710 eV ; la transmission T vaut alors 1 et sa dépendance en spin ΔT est de l'ordre de $6 \cdot 10^{-3}$. Ces valeurs sont indiquées par un cercle.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre II, il est possible de mesurer la distribution en énergie (EDC) des électrons injectés dans la jonction en modulant le potentiel V_{cath} de la photocathode de GaAs. Lorsque l'on détecte l'EDC après transmission dans la jonction, on observe, pour une direction donnée de l'aimantation, une variation de son amplitude selon le signe de la polarisation incidente. Cependant, l'asymétrie du courant transmis étant de quelques 10^{-3} à haute énergie d'injection, cette variation est en général difficile à visualiser, et à basse énergie d'injection, si $A \approx 10^{-2}$, le rapport signal sur bruit de la mesure est insuffisant. Néanmoins, pour $E_p = E^*$, la détection du courant I_B sur le contact métallique de la jonction permet au contraire de visualiser les variations de l'EDC sans fond continu (Figure IV. 6).

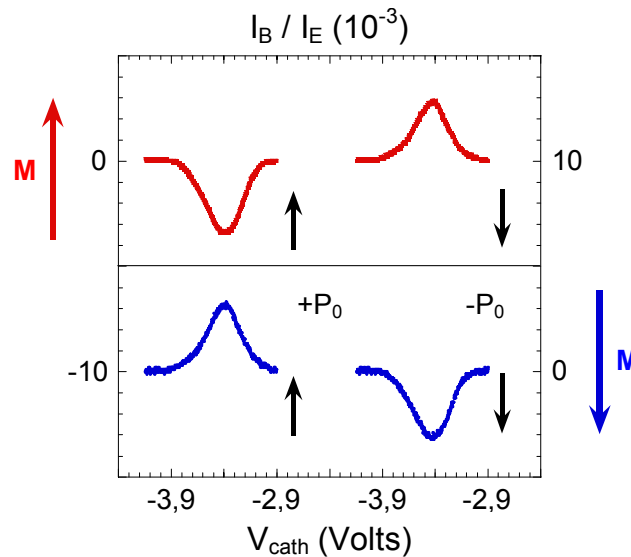


Figure IV. 6 : Distribution en énergie du courant I_B pour $E_p = E^*$. Chaque EDC est obtenue pour une direction particulière de la polarisation incidente et une orientation fixée de l'aimantation de la couche de fer. Ces EDC ont été moyennées temporellement pendant quelques secondes pour optimiser le rapport signal sur bruit.

La partie supérieure de la figure présente les deux EDC correspondant respectivement à une polarisation de spin des électrons incidents parallèle et antiparallèle à l'aimantation M de la couche de fer. La partie de l'EDC dépendant du spin est observée avec un contraste de 100%. Après retournement de l'aimantation, les deux EDC changent de signe de sorte que les spins majoritaires sont toujours mieux transmis (c'est-à-dire moins absorbés par le contact métallique) que les spins minoritaires.

Plaçons-nous maintenant à la valeur de V_{cath} correspondant à l'optimum de l'EDC et répétons ces mesures. La Figure IV. 7 représente, pour les deux orientations de l'aimantation de la couche de fer (+ M figure de gauche et - M figure de droite), la variation du courant I_B (normalisé à I_E) lorsque la polarisation de spin du faisceau incident est modulée entre $+P_0$ et $-P_0$ toutes les 2 ms. Ces mesures sont obtenues sans traitement du signal, ni moyenne temporelle. Elles permettent de déterminer le rapport signal sur bruit de la détection sur la sortie large bande du picoampèremètre (la bande passante est ici de 20 kHz).

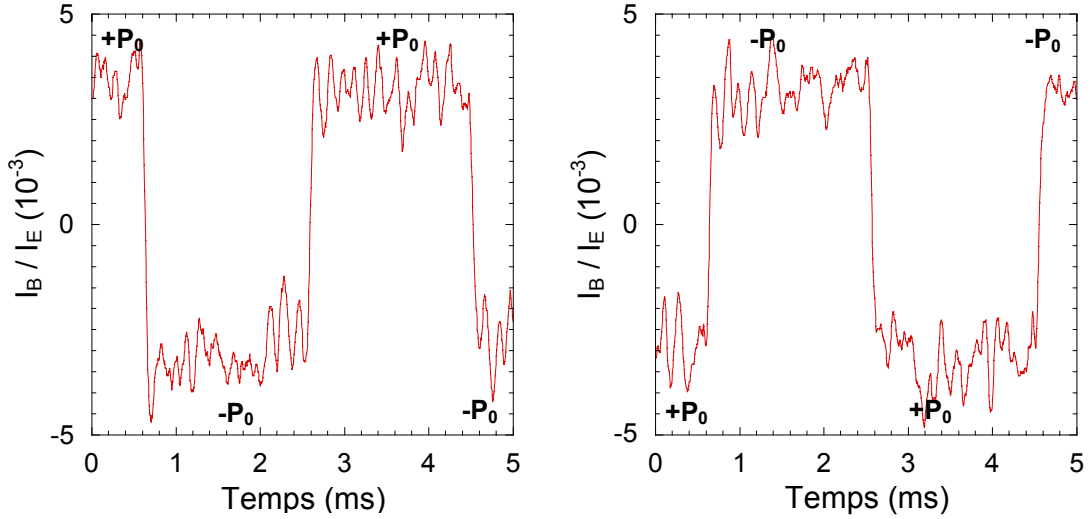


Figure IV. 7 : Courant I_B mesuré sur le contact métallique à l'énergie $E_p = E^*$, normalisé au courant incident I_E , lorsque la polarisation de spin du faisceau incident est modulée toute les 2 ms entre $+P_0$ et $-P_0$. Entre les deux courbes, l'aimantation M de la couche de fer a été renversée. Ces mesures sont obtenues sans traitement du signal.

La dépendance en spin de la transmission est obtenue en quelques ms avec un rapport signal sur bruit égal à 5. Les effets observés sont relativement importants puisqu'ils correspondent à une polarisation incidente modulée entre $\pm 25\%$; ils seraient quatre fois plus grands si le faisceau d'électrons incidents était totalement polarisé. A l'inverse, il suffit de moyennner temporellement quelques centaines de ms pour obtenir un rapport signal sur bruit permettant de déterminer l'amplitude du signal magnétique avec une précision de l'ordre du pour cent.

Remarquons d'autre part, qu'une mesure effectuée sur la face avant de l'échantillon permet, à l'énergie d'injection $E_p = E^*$, d'éliminer toutes les asymétries parasites ne dépendant pas de l'effet de filtre à spin. En effet, puisque I_B^0 est alors rigoureusement nul, les modulations résiduelles décrites au Chapitre II, et proportionnelles à l'intensité du courant, s'annulent également. Ainsi, pour $E_p = E^*$, I_B change de signe lorsque l'on change $+P_0$ en $-P_0$, ou $+M$ en $-M$. Lorsque $E_p \neq E^*$, I_B n'est plus totalement symétrique puisque l'asymétrie de spin à haute énergie d'injection, de l'ordre de quelques 10^{-3} , est du même ordre de grandeur que les différentes asymétries résiduelles.

IV. 2. 3 Influence des conditions de mesure sur δP_0

Expérimentalement, on constate que le niveau de bruit observé sur la Figure IV. 7 est indépendant du courant I_E . Le bruit qui limite la précision de la mesure du courant transmis n'est donc pas dû au bruit de grenaille. Or, si on évalue l'impact des différentes contributions au bruit total dans l'expression IV. 5 en se plaçant dans les mêmes conditions que celles de la Figure IV. 7 ($E_p = E^*$, $T = 1$, $F = 5.10^{-5}$, $\Delta v = 20$ kHz, $I_E = 100$ nA, $\tau = 300$ °K, $R_0 = 800$ k Ω , $\delta i = 0,5$ fA / $\sqrt{\text{Hz}}$, $\delta v = 20$ nV / $\sqrt{\text{Hz}}$), on obtient :

$$- (2e\Delta v T I_E + T^2 2e\Delta v I_E) / (\delta I_C)^2 = 0,76$$

$$- (4k_B \tau \Delta v / R_0) / (\delta I_C)^2 = 0,23$$

$$- ((\delta i)^2 \Delta v) / (\delta I_C)^2 \approx 10^{-6}$$

$$- ((\delta v)^2 \Delta v / R_0^2) / (\delta I_C)^2 \approx 10^{-2}$$

Par conséquent, il est clair que l'on sous-estime l'impact de la chaîne de détection sur la précision de la mesure du courant transmis, et notamment du bruit en tension des picoampèremètres. Il est néanmoins instructif de conserver cette même expression de δI_C qui correspond au cas le plus favorable d'un point de vue de la chaîne de mesure et d'étudier l'écart à 1 dans le terme entre crochets de l'expression IV. 7 que l'on rappelle ici :

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{(1+2T)}{TS^2}} \sqrt{\frac{2e\Delta v}{I_E}} \alpha \quad \text{Eq. IV. 9.}$$

$$\alpha = \sqrt{\left[1 + \frac{4k_B \tau}{eR_0 T I_E (1+2T)} + \frac{(\delta i)^2}{e T I_E (1+2T)} + \frac{(\delta v)^2}{e T I_E R_0^2 (1+2T)} \right]} \quad \text{Eq. IV. 10.}$$

Sur la Figure IV. 8 sont reportées les variations de α pour différents courants incidents I_E et plusieurs résistances R_0 , à l'énergie particulière $E_p = E^*$ ($T = 1$). Pour une valeur donnée de I_E , α décroît quand R_0 augmente, illustrant l'impact de la qualité électrique de la jonction sur le rapport signal sur bruit de la mesure. Dans la limite où R_0 est infinie, le bruit de grenaille est le bruit dominant et α est peu différent de 1. Pour une jonction de résistance R_0 , α augmente rapidement lorsque I_E décroît, traduisant le fait que le niveau de bruit devient alors rapidement plus grand que le niveau de signal. Dans la gamme des courants compatibles avec les techniques de spectroscopies et de microscopies électroniques, autour de 1 pA, la mesure analogique d'une jonction Schottky de qualité moyenne ($R_0 = 1$ M Ω) est moins

performante de deux ordres de grandeur en matière de bruit qu'une détection en mode de comptage. Une amélioration significative de la qualité électrique des jonctions Schottky est indispensable si l'on veut rendre plus attractives les jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur d'un point de vue de leur application à la détection de spin.

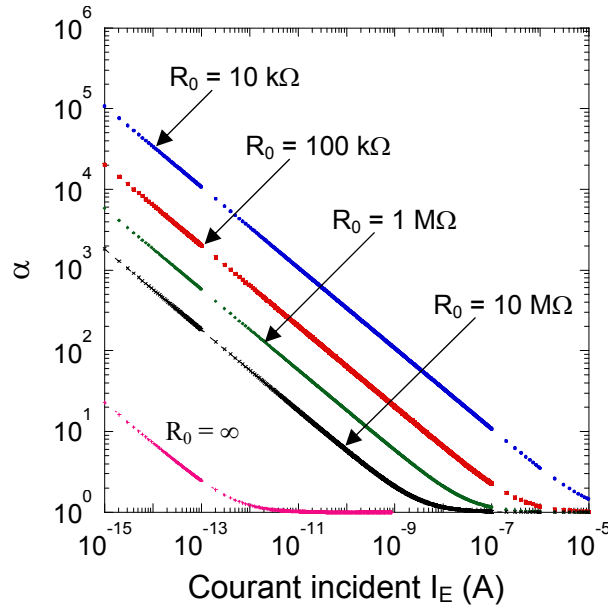


Figure IV. 8 : Variations de α en fonction du courant incident I_E pour différentes valeurs de la résistance R_0 de jonction et pour $E_p = E^*$ ($T = 1$). Lorsque R_0 est infinie, on élimine le bruit thermique et le bruit de la chaîne de détection. On retrouve alors la valeur de α quand seul le bruit de grenaille intervient.

IV. 3 Vers un détecteur de spin performant

En tant que détecteur de spin, les performances des jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur que nous avons étudiées sont actuellement limitées, non pas par leurs sensibilités intrinsèques, mais par deux aspects du mode de mesure qu'elles imposent :

- la détection analogique est en soi moins performante que le comptage qui permet de réaliser une préamplification (presque) parfaite,
- la mesure au travers d'une impédance finie est entachée du bruit thermique de cette impédance.

Néanmoins, ces limites peuvent être largement repoussées et l'optimisation d'un polarimètre à base de couches minces ferromagnétiques comme filtres à spin est tout à fait envisageable. De plus, ces systèmes offrent la possibilité de mesurer le vecteur polarisation d'un faisceau d'électrons. Une structure formée de plusieurs couches magnétiques découplées, d'axe de facile aimantation et de champs coercitifs différents, pourrait en effet permettre d'accéder aux trois composantes cartésiennes de la polarisation. Il est donc pertinent d'évaluer ces améliorations potentielles.

IV. 3. 1 Optimisation du polarimètre à filtre à spin

La Figure IV. 8 indique clairement l'importance de la qualité électrique de la jonction Schottky sur l'incertitude de la mesure de P_0 . Mais l'augmentation de R_0 passe par la maîtrise de l'interface métal ferromagnétique / semi-conducteur. Si beaucoup d'études ont été consacrées à la caractérisation des interfaces Fe / GaAs et Co / GaAs, les jonctions Schottky magnétiques les mieux adaptées à l'optimisation de R_0 restent les jonctions sur silicium. Il est en effet bien connu que le dépôt de nombreux métaux de transition M, notamment des métaux de transition ferromagnétiques, sur un substrat de silicium permet de former un siliciure (MSi_2), au caractère généralement métallique, très stable thermiquement et formant une interface abrupte avec le semi-conducteur. Les siliciures de cobalt, de fer et de nickel sont d'ailleurs utilisés depuis longtemps en microélectronique pour les transistors à base métallique.²² Ces siliciures peuvent être épitaxiés pour des épaisseurs inférieures au nanomètre et permettent de reprendre l'épitaxie d'une couche de métal ferromagnétique. D'autre part, le grand nombre de siliciures réalisables permet dans une certaine mesure de

²² E. Rosencher, S. Delage, Y. Campidelli and F. Arnaud d'Avitaya, *Transistor effect in monolithic Si/CoSi₂/Si epitaxial structures*, Electron. Lett. **20**, 762 (1984).

faire varier la hauteur Φ_B de barrière. Pour les plus faibles hauteurs de barrière, citons par exemple les siliciures de terres rares dont le contact Schottky est caractérisé par un Φ_B de 0,4 eV.²³

L'abaissement de la température de la jonction est également un moyen efficace d'augmenter la valeur de la résistance R_0 . En effet, la résistance d'une diode Schottky à polarisation nulle dépend fortement de la température :

$$R_0 = \frac{k_B \tau}{e I_0} \propto \frac{1}{\tau} e^{\frac{-e\Phi_B}{k_B \tau}} \quad \text{Eq. IV. 11.}$$

Diminuer la température d'un facteur trois en travaillant à 100°K plutôt qu'à température ambiante permet d'augmenter R_0 de plus de 20 ordres de grandeur ! En pratique, on est donc très rapidement limité par la résistance parallèle R_P de la jonction, qui est de quelques M Ω dans notre cas. Cependant, il est bien plus facile d'améliorer R_P de un à deux ordres de grandeur en limitant les courants de fuite par une croissance appropriée, que d'améliorer R_0 qui dépend fortement du couple métal / semi-conducteur, des conditions de dépôt, des états d'interface, ... Cette possibilité doit permettre d'atteindre des résistances $R_P = 100$ M Ω et ainsi de mesurer des courants inférieurs à la dizaine de fA.

Mais la solution la plus efficace pour améliorer la qualité de la jonction est de supprimer cette jonction, c'est-à-dire de supprimer le substrat semi-conducteur et de collecter les électrons transmis dans le vide. Cette solution présente un double intérêt : le détecteur a une impédance infinie et la collection des électrons dans le vide permet de travailler en mode de comptage. De plus, tout indique que les variations géantes de la transmission T et de sa dépendance en spin ΔT observées à haute énergie d'injection devraient se produire aussi bien dans des couches minces auto-suspendues. Ce type de système allierait tous les avantages des différents polarimètres : mode de comptage (mesure limitée par le bruit de grenaille), grande figure de mérite, compacité et stabilité dans le temps. Il est donc primordial d'étendre les mesures de transmission au travers de couches minces auto-suspendues pour de grandes énergies d'injection.

²³ H. Norde, J. de Sousa Pires, F. d'Heurle, F. Pesavento, S. Petersson and P. A. Tove, *The Schottky-barrier height of the contacts between some rare-earth metals (and silicides) and p-type silicon*, Appl. Phys. Lett. **38**, 865 (1981).

IV. 3. 2 Polarimètre pour la détection du "vecteur" polarisation

Les polarimètres généralement utilisés sont sensibles au mieux, à deux des composantes de la polarisation incidente et aucun polarimètre actuel ne permet de mesurer à la fois une composante transverse et la composante longitudinale de la polarisation.²⁴ Au contraire, les filtres à spin se prêtent naturellement à l'étude des différentes composantes de la polarisation, d'une part, parce qu'il est possible de modifier la direction d'aimantation par l'application d'un champ magnétique, et d'autre part, parce que l'on peut disposer d'une variété de configurations d'aimantation en utilisant des systèmes contenant plusieurs couches magnétiques. Si l'on, considère le cas de la jonction Schottky, la caractérisation magnéto-optique montre que la couche de fer est isotrope, et que la direction de l'aimantation peut être choisie de manière quelconque dans le plan de la couche. Elle constitue donc un détecteur de spin bidimensionnel. Par ailleurs, une bicouche ferromagnétique à aimantations perpendiculaires au plan autorise suffisamment de configurations pour déterminer la composante longitudinale de la polarisation incidente et pour calibrer la mesure sans l'utilisation d'une source de polarisation connue.¹⁹ Nous allons montrer dans cette partie que la réalisation d'une bicouche ferromagnétique à aimantations planaires et orthogonales permet de déterminer les trois composantes de la polarisation incidente et permet d'auto-calibrer la mesure. Cette bicouche pourrait constituer un détecteur de spin 3-D, compact, performant et compatible avec les techniques standards de spectroscopies et microscopies électroniques.

IV. 3. 2. 1 Précession de spin et filtre à spin

Dans un premier temps, nous cherchons à déterminer de manière générale l'expression de la polarisation de spin \vec{P} et de l'intensité I d'une distribution électronique de polarisation initiale \vec{P}_0 qui émerge d'une couche ferromagnétique. La détermination de ces deux quantités nous permettra dans un deuxième temps d'étudier facilement des systèmes à plusieurs couches magnétiques avec des aimantations quelconques. Dans tout ce qui va suivre, on ne considérera que la partie balistique du transport. On suppose donc que le processus de thermalisation est "terminé" et qu'une distribution électronique d'énergie moyenne Φ_B est injectée dans un filtre à spin. Pour décrire le transport d'un faisceau d'électrons polarisés dans

²⁴ Une détection des trois composantes peut néanmoins être obtenue en pivotant un polarimètre LEED de 90° autour de l'échantillon (voir la référence 5). Bien qu'astucieux, ce degré de liberté s'ajoute aux difficultés expérimentales du LEED et ne s'est pas généralisé.

une couche ferromagnétique, nous utilisons le formalisme de la matrice densité, introduit par Siegmann pour l'étude des filtres à spin.²⁵ Un faisceau d'électrons polarisés est alors décrit par l'opérateur densité \hat{D} tel que :

$$\hat{D} = \frac{1}{2} \hat{I}d + \frac{1}{\hbar} \langle \mathbf{S} \rangle \cdot \hat{\sigma} \quad \text{Eq. IV. 12.}$$

où $\langle \mathbf{S} \rangle$ est la valeur moyenne du spin de l'électron, $\hat{\sigma}$ est l'opérateur de Pauli et $\hat{I}d$ est l'opérateur identité. L'évolution temporelle de l'opérateur densité dans le filtre à spin est donnée par

$$\hat{D}(t) = \hat{U}(t) \hat{D} \hat{U}(t)^+ \quad \text{Eq. IV. 13.}$$

où l'opérateur d'évolution $\hat{U}(t)$ ($\hat{U}(t)^+$ étant son adjoint) est relié au hamiltonien \hat{H} par la relation :²⁶

$$\hat{U}(t) = \exp\left(-\frac{i\hat{H}t}{\hbar}\right) \quad \text{Eq. IV. 14.}$$

Considérons un faisceau d'électrons polarisés injecté dans une couche ferromagnétique dont la direction d'aimantation définit l'axe de quantification. Soit \vec{u} cet axe. Notons E_+ et E_- les valeurs propres du Hamiltonien selon que les électrons ont un spin majoritaire "+" suivant $+\vec{u}$ ou un spin minoritaire "-" suivant $-\vec{u}$. Dans ce système "à deux niveaux", un faisceau d'électrons de polarisation quelconque subit un effet de précession. Tant que l'on décrit uniquement cet effet de précession, \hat{H} reste diagonal avec des valeurs propres réelles. L'écart en énergie correspondant est alors $\Delta E = E_- - E_+ = \hbar \Omega$ et Ω est positif puisque l'état de spin majoritaire est un état de plus basse énergie. Si l'on considère également l'effet de filtre à spin, nous devons traduire l'absorption différente des deux directions de spin dans la couche ferromagnétique. Ceci peut être introduit empiriquement dans le hamiltonien en ajoutant une contribution imaginaire à l'énergie.²⁷ Le hamiltonien \hat{H} s'écrit alors :

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_+ - i\epsilon_+ & 0 \\ 0 & E_- - i\epsilon_- \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV. 15.}$$

²⁵ H. C. Siegmann *Ultrathin magnetic structures and spin filter* in "Selected Topics on Electron Physics" edited by D. M. Campbell and H. Kleinpoppen, Plenum Press, New York and London, 1996.

²⁶ R. Balian, *Du microscopique au macroscopique*, pages 69 et 85, éditions Ellipses, Paris, 1982.

²⁷ C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Laloë, *Mécanique quantique*, page 939, éditions Hermann, Paris, 1977.

Remarquons toutefois que les parties imaginaires des énergies peuvent être reliées analytiquement aux sections efficaces de diffusion dépendant du spin.²⁸ Posons $T_+(t) = \exp(-i(E_+ - i\varepsilon_+)t/\hbar)$ et $T_-(t) = \exp(-i(E_- - i\varepsilon_-)t/\hbar)$. On en déduit l'opérateur densité $\hat{D}(t)$

$$\hat{D}(t) = \begin{pmatrix} d_{++}|T_+(t)|^2 & d_{+-}T_+(t)T_-(t)^* \\ d_{+-}^*T_+(t)^*T_-(t) & d_{--}|T_-(t)|^2 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV. 16.}$$

où les d_{ij} sont les éléments de matrice de \hat{D} . Notons \hat{D}' la matrice densité du faisceau d'électrons émergent de la couche ferromagnétique. Le nombre d'électrons transmis avec un spin majoritaire ou minoritaire est :

$$\text{Tr}(\hat{D}'|\pm\rangle\langle\pm|) \quad \text{Eq. IV. 17.}$$

L'intensité transmise est $\text{Tr} \hat{D}'$ et la polarisation de spin du faisceau émergent est donnée par

$$P_\alpha = \frac{\text{Tr}(\hat{D}'\hat{\sigma}_\alpha)}{\text{Tr}(\hat{D}')} \quad \text{Eq. IV. 18.}$$

On déduit des deux relations précédentes les quantités qui nous intéressent : la polarisation \vec{P} et l'intensité $I(\vec{u})$ du faisceau d'électrons après la traversée de la couche ferromagnétique aimantée dans la direction \vec{u} :

$$\vec{P} = \frac{\hat{R}_{\Omega t}(\vec{u})\vec{P}_0 + \vec{S}}{1 + \vec{S} \cdot \vec{P}} \quad \text{Eq. IV. 19.}$$

$$I(\vec{u}) = I_0(1 + \vec{S} \cdot \vec{P}_0) \quad \text{Eq. IV. 20.}$$

où $\vec{S} = S\vec{u}$ est la fonction de Sherman de la couche, et I_0 est le courant correspondant à la transmission d'un faisceau non polarisé de spin ($P_0 = 0$), ou à la transmission d'un faisceau quelconque au travers d'une couche non magnétique ($S = 0$). Dans l'expression de \vec{P} , $\hat{R}_{\Omega t}$ est une matrice correspondant à la composition d'une rotation d'un angle Ωt (t est le temps de traversée de la couche et Ω la vitesse angulaire de précession) et d'une homothétie de rapport $\sqrt{1 - S^2}$.²⁹

Considérons le cas particulier, étudié expérimentalement par Oberli et al.,³⁰ où un faisceau d'électrons de polarisation longitudinale suivant l'axe \vec{z} traverse balistiquement une

²⁸ H.-J. Drouhin, *Fundamentals of spin filtering in ferromagnetic metals with application to spin sensors*, in *Handbook of infrared technologies*, edited by H. Henini and M. Razeghi, Elsevier, 2003.

²⁹ H.-J. Drouhin and N. Rougemaille, *Spin filtering in ferromagnetic bilayers*, J. Appl. Phys. **91**, 9948, 2002.

couche ferromagnétique aimantée suivant \vec{x} (Figure IV. 9). L'effet de filtre à spin dans la couche ferromagnétique tend à aligner la polarisation initiale le long de l'axe de l'aimantation, et l'effet de précession fait tourner \vec{P}_0 autour de cet axe. La polarisation \vec{P} émergente a donc des composantes sur les trois axes \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} . Les équations IV. 19 et IV. 20 permettent de montrer que \vec{P} s'écrit :

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} S \\ P_0 \sqrt{1-S^2} \sin \Omega t \\ P_0 \sqrt{1-S^2} \cos \Omega t \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV. 21.}$$

On retrouve bien dans ce cas, le résultat simple que l'on déduit de considérations géométriques : le filtre à spin fait tourner la polarisation dans le plan défini par le spin incident et le spin majoritaire d'un angle $\text{Arcan}\sqrt{S^2/(1-S^2)}$, et la précession fait tourner la polarisation autour de l'aimantation d'un angle Ωt . La mesure de la polarisation émergente avec un polarimètre de Mott a permis à Oberli et al. de déterminer la fonction de Sherman S et l'angle de précession Ωt dans une couche or / cobalt / or.

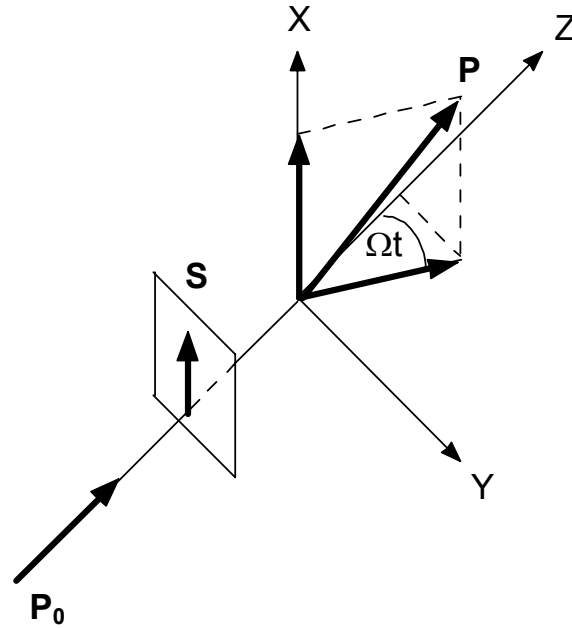


Figure IV. 9 : Principe de l'expérience. Un faisceau d'électrons de polarisation \vec{P}_0 suivant \vec{z} est injecté dans une couche ferromagnétique aimantée suivant \vec{x} de fonction de Sherman \vec{S} . L'effet de filtre à spin tend à aligner la polarisation \vec{P}_0 suivant l'axe de l'aimantation et l'effet de précession fait tourner \vec{P}_0 autour de \vec{x} .

³⁰ D. Oberli, R. Burgermeister, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmann, *Total scattering cross section and spin motion of low energy electrons passing through a ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4228 (1998).

IV. 3. 2. 2 Bicouche ferromagnétique à aimantations planaires quelconques

Considérons le cas particulier d'une bicouche ferromagnétique dont les aimantations peuvent être orientées de manière quelconque dans le plan (x, y) des couches, indépendamment l'une de l'autre. Définissons la base directe normée $(\vec{u}_1, \vec{u}_2, \vec{w})$, où \vec{u}_1 et \vec{u}_2 sont des vecteurs unitaires, non colinéaires et contenus dans le plan (x, y) tels que $\vec{u}_1 \otimes \vec{u}_2 = \vec{w}$. Soient $\vec{S}_1 = S_1 \vec{u}_1$ et $\vec{S}_2 = S_2 \vec{u}_2$ les fonctions de Sherman de la première et de la deuxième couche respectivement. En l'absence d'interférence quantique, la transmission au travers de la bicouche est le produit des transmissions de chacune des couches et le courant transmis $I(\vec{u}_1, \vec{u}_2)$ s'écrit :

$$I(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = I_0 (1 + \vec{S}_1 \cdot \vec{P}_0) (1 + \vec{S}_2 \cdot \vec{P}_1) \quad \text{Eq. IV. 22.}$$

où \vec{P}_1 est la polarisation du faisceau sortant de la première couche, et entrant dans la seconde. On en déduit alors que :

$$I(\vec{u}_1, \vec{u}_2) = I_0 (1 + S_1 S_2 \vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2 + S_1 (\vec{P}_0 \cdot \vec{u}_1) + S_2 (\vec{R}_{\Omega} \vec{P}_0 \cdot \vec{u}_2)) \quad \text{Eq. IV. 23.}$$

La contribution $1 + S_1 S_2 \vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2$ ne dépend pas de la polarisation incidente et est une fonction de l'orientation relative du "polariseur" et de "l'analyseur" ; $S_1 (\vec{P}_0 \cdot \vec{u}_1)$ résulte simplement du filtrage en spin dans la première couche alors que $S_2 (\vec{R}_{\Omega} \vec{P}_0 \cdot \vec{u}_2)$ est la contribution du second filtre à spin qui agit sur la composante de \vec{P}_0 ayant tourné autour de l'aimantation de la première couche.

IV. 3. 2. 3 Bicouche ferromagnétique à aimantations planaires orthogonales

Considérons à présent le cas d'une bicouche à aimantations planaires orthogonales. On a donc $\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2 = 0$. Soient $\vec{u}_1 = \vec{x}$, $\vec{u}_2 = \vec{y}$, $\vec{w} = \vec{z}$ et notons $I(\pm \pm)$ le courant transmis dans cette bicouche quand $\vec{u}_1 = \pm \vec{x}$ et $\vec{u}_2 = \pm \vec{y}$. L'équation IV. 23 permet d'obtenir les quatre relations suivantes :

$$\frac{I(++) + I(+-)}{2} = I_0 (1 + S_1 (\vec{P}_0 \cdot \vec{x})) = I_0 (1 + S_x (\vec{P}_0 \cdot \vec{x})) \quad \text{Eq. IV. 24.}$$

en posant $S_x = S_1$

$$\frac{I(++) + I(-+)}{2} = I_0 (1 + S_2 \sqrt{1 - S_1^2} \cos \Omega t (\vec{P}_0 \cdot \vec{y})) = I_0 (1 + S_y (\vec{P}_0 \cdot \vec{y})) \quad \text{Eq. IV. 25.}$$

avec $S_y = S_2 \sqrt{1 - S_1^2} \cos \Omega t$

$$\frac{I(++) + I(--)}{2} = I_0 \left(1 + S_2 \sqrt{1 - S_1^2} \sin \Omega t (\vec{P}_0 \cdot \vec{z}) \right) = I_0 \left(1 + S_z (\vec{P}_0 \cdot \vec{z}) \right) \quad \text{Eq. IV. 26.}$$

où $S_z = S_2 \sqrt{1 - S_1^2} \sin \Omega t$

$$I_0 = \frac{(I(++) + I(--)) + I(+-) + I(-+)}{4} \quad \text{Eq. IV. 27.}$$

Les trois premières relations définissent les fonctions de Sherman S_x , S_y et S_z de l'ensemble de la structure dans les trois directions de mesure. Remarquons que chaque composante de la polarisation initiale a été isolée par ces trois combinaisons avec seulement deux couches magnétiques. Puisque renverser l'aimantation d'une des couches change la direction de $\vec{w} = \vec{u}_1 \otimes \vec{u}_2$, deux couches seulement sont nécessaires pour déterminer les trois composantes de la polarisation incidente, comme s'il y avait une troisième couche "virtuelle" dans la direction \vec{z} .

Si la structure permet d'aimanter les deux couches dans la même direction, suivant \vec{x} d'abord puis suivant \vec{y} , on peut alors préparer le système dans quatre autres configurations : deux où les aimantations sont parallèles et deux où elles sont antiparallèles. On détermine ainsi $\vec{P}_0 \cdot \vec{x}$, $\vec{P}_0 \cdot \vec{y}$ et les fonctions de Sherman S_1 et S_2 .¹⁹ Des équations IV. 24-27, on déduit l'angle de précession Ωt , et donc la troisième composante de la polarisation $\vec{P}_0 \cdot \vec{z}$. La réalisation d'un bicouche ferromagnétique dont les aimantations peuvent être choisies indépendamment dans les directions \vec{x} et \vec{y} permet de mesurer les trois composantes de la polarisation incidente, les fonctions de Sherman des deux couches et l'angle de précession. Conceptuellement, elle constitue un détecteur de polarisation tridimensionnel et auto-calibré. Elle permet de plus, à partir de simples mesures de courant transmis, d'étudier la précession de la polarisation incidente autour de l'aimantation de la première couche.

IV. 4 Conclusion

La variation géante de la dépendance en spin du courant transmis en fonction de l'énergie d'injection dans une jonction Fe / GaAs ouvre des perspectives nouvelles pour l'application des filtres à spin à la détection de polarisation. Si les résultats obtenus pour la jonction Schottky $\text{Pd}_{50}\text{Fe}_{35}$ du Chapitre III ne permettent pas d'envisager son utilisation immédiate comme polarimètre pour des expériences mettant en jeu de très faibles courants, sa grande simplicité de conception et de fonctionnement, ainsi que sa stabilité dans le temps la rendent particulièrement attractive. Pour optimiser les performances de la jonction Schottky pour la détection de spin, il est indispensable de poursuivre ces études sur des systèmes mieux adaptés à l'obtention de jonctions idéales comme les siliciures. Des essais à basses températures, mais facilement accessibles (100°K), devraient alors permettre d'atteindre des grandes résistances de jonction, limitées cependant par la résistance parallèle R_p , et d'obtenir des performances comparables à celles d'un détecteur de Mott standard pour des courants incidents de l'ordre de quelques centaines de picoampères. Pour aller plus loin, la solution la plus prometteuse consiste à travailler avec une couche mince ferromagnétique auto-suspendue pour faire ressortir les électrons dans le vide et fonctionner en mode de comptage. De plus, l'existence d'un gain supérieur à un dans les jonctions Schottky ouvre également d'autres perspectives pour l'étude systématique de structures multicouches, et notamment de bicouches ferromagnétiques à aimantations planaires orthogonales pour la mise au point d'un détecteur 3-D et pour l'étude des effets de précession de polarisation.

Conclusion et perspectives

Nous avons présenté une étude expérimentale sur le transport d'électrons chauds, polarisés de spin, dans une jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur. La configuration dans laquelle nous avons mené cette étude de transport est inhabituelle, dans la mesure où les électrons sont injectés dans la couche métallique depuis le vide, avec une polarisation de spin et une énergie contrôlées. Le courant transmis au travers de la jonction Schottky est alors mesuré en fonction de l'orientation relative de la polarisation des électrons incidents et de l'aimantation de la couche magnétique, pour des énergies d'injection comprises entre 5 et 1000 eV. Dans ce domaine d'énergie, qui n'avait pas été exploré jusqu'alors, nous avons pu accéder à des régimes de transport favorisant l'apparition d'effets géants de transmission dépendant du spin.

Ce travail soulève un certain nombre de questions sur l'origine physique des effets observés. En particulier, si la transmission dépendant du spin à "basse" énergie a clairement pour unique origine un effet de filtre à spin, l'augmentation de l'asymétrie de spin, mesurée sur la transmission pour des énergies d'injection de quelques centaines d'électrons volts, fait certainement intervenir un mécanisme supplémentaire, non encore élucidé, de transport dépendant du spin. Si l'on veut répondre à ces questions, il serait maintenant judicieux d'acquérir des informations spectroscopiques sur la distribution en énergie et en polarisation du courant transmis au travers de la couche magnétique. Ces informations pourraient être obtenues par des mesures de transmission à hautes énergies d'injection au travers de couches minces ferromagnétiques auto-suspendues.

Par ailleurs, nos expériences ouvrent des perspectives nouvelles pour le développement de polarimètres de spin électronique à base de filtres à spin. Compte tenu de l'amplitude des effets observés pour des énergies d'injection de l'ordre du keV, il devrait être possible de développer un détecteur de spin présentant des propriétés avantageuses en comparaison des détecteurs existants. Tout d'abord, la compacité du système, sa facilité de mise en œuvre et d'utilisation, et sa compatibilité avec une large gamme d'expérience de vide,

sont des caractéristiques inégalées. Quant à ses performances, en considérant l'utilisation de structures multicouches ferromagnétiques auto-suspendues à des énergies d'injection de l'ordre du keV, il serait possible de bénéficier pleinement des figures de mérite élevées de ces systèmes et de détecter les trois composantes de la polarisation, ce qui ne peut être obtenu avec aucun autre détecteur actuel.

Enfin, il est intéressant d'analyser comment les expériences que nous avons menées se positionnent dans le contexte général de l'électronique de spin. Les problèmes principaux qui se posent dans ce domaine concernent *l'injection, la manipulation et la mesure du spin* dans les solides magnétiques et semi-conducteurs, et aux jonctions entre ces matériaux. Jusqu'à présent, les expériences de transmission dans les jonctions Schottky n'ont été exploitées que pour mettre en évidence des effets de filtre à spin. Mais si l'on s'intéresse au spin des électrons qui sont injectés depuis le métal dans le semi-conducteur, de nouvelles perspectives se dégagent.

- *L'injection* de porteurs (polarisés ou non) d'un métal (magnétique ou non) dans un semi-conducteur est un problème difficile du fait de la barrière qui existe à la jonction entre ces matériaux. Dans nos expériences, lorsque les électrons incidents ont une énergie élevée, l'excitation d'une cascade d'électrons secondaires induit une transmission supérieure à 1, c'est-à-dire un "gain" en courant collecté dans le semi-conducteur. On dispose ainsi d'un moyen d'injecter, au-dessus de la barrière Schottky, un fort courant du métal ferromagnétique dans le semi-conducteur sans avoir à appliquer une tension de polarisation à la jonction. De plus, ces électrons injectés dans le semi-conducteur, avec une énergie voisine de la hauteur de barrière, ont en principe une polarisation de spin égale à la fonction de Sherman de la couche magnétique seule, c'est-à-dire typiquement 60%.
- Dans le semi-conducteur, il est envisageable de *manipuler* la polarisation de spin des électrons de conduction injectés si l'on dispose d'un champ magnétique interne. Un tel champ peut exister dans une région de charge d'espace¹ ou dans les conditions de polarisation dynamique des noyaux.²
- *La mesure* de l'évolution de la polarisation de spin des électrons au cours du transport dans le semi-conducteur peut être obtenue de différentes façons. La mesure de la polarisation de la

¹ H. Riechert, H.-J. Drouhin and C. Hermann, *Energy-resolved study of the spin precession in photoemission from activated (110) GaAs*, Phys. Rev. B **38**, 4136 (1988).

² G. Lampel, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).

luminescence en est une qui a déjà été largement utilisée.^{3,4,5,6} La collection de ces électrons dans un contact magnétique en est une autre.⁷ Dans ce dernier cas, notons que le problème semble moins critique que celui de l'injection d'électrons polarisés depuis un métal dans un semi-conducteur.

A la lumière de ces considérations, il apparaît que les expériences de transmission d'électrons polarisés de spin dans les jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur pourraient être des techniques pertinentes pour l'étude des problèmes principaux qui se posent dans le domaine de l'électronique de spin.

³ S. F. Alvarado and P. Renaud, *Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1387 (1992).

⁴ P. Bréchet, *Cathodoluminescence de GaAs à très basse énergie d'injection*, thèse de doctorat, Université Paris VI, 1989.

⁵ B. Fromme, H. Bromme, D. Göckel and W. Raith, *Emission of circularly polarized recombination radiation from p-doped GaAsP bombarded with longitudinally polarized electrons*, Phys. Lett. **A118**, 260 (1986).

⁶ B. Fromme, G. Baum, D. Göckel and W. Raith, *Emission of circularly polarized recombination radiation from p-doped GaAs and GaAs_{0.62}P_{0.38} under the impact of polarized electrons*, Phys. Rev. B **40**, 12312 (1989).

⁷ S. Datta and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*, App. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).

Annexe 1

L'indice de réfraction pour les électrons

La formulation physique de l'optique électronique est basée sur l'équivalence entre la description du chemin optique pour un faisceau lumineux traversant un milieu réfringent et la description mécanique du mouvement d'une charge ponctuelle dans un champ électrique. D'après le principe de moindre action de Maupertuis, l'action a est donnée par l'intégrale curviligne de la quantité de mouvement \mathbf{p} de la particule considérée le long de l'abscisse curviligne s entre deux points P et P' :

$$a = \int_P^{P'} \mathbf{p} \cdot d\mathbf{s}$$

D'après ce principe, a doit être minimale. D'autre part, d'après le principe de Fermat, le temps de traversée t de la lumière dans un milieu réfringent d'indice N entre un point P et un point P' doit être minimal :

$$t = \int_P^{P'} \frac{N}{c} ds$$

Dans cette expression, $N = c / u_{ph}$ avec c la vitesse de la lumière et u_{ph} la vitesse de phase de l'onde lumineuse.

La comparaison de ces deux principes de "minimum" suggère que le chemin optique d'un électron est similaire au chemin optique d'une onde lumineuse si l'on fait une analogie entre N et p . Il est alors commode de définir la quantité sans dimension $N = p / mc$ où m est la masse de l'électron. De plus, en identifiant un électron à un paquet d'onde, le produit de la vitesse de phase de l'électron par sa vitesse de groupe vaut c^2 . Or, d'après le principe de conservation de l'énergie, un électron plongé dans un potentiel électrostatique V a une impulsion qui vérifie :

$$\frac{p^2}{2m} - eV = 0$$

ce qui se traduit par $N = \kappa V^{1/2}$ où $\kappa = c^{-1} \sqrt{2e/m} = 1,978 \cdot 10^{-3} \text{ s.m}^{-1}$.

On peut donc décrire "optiquement" le mouvement d'un électron dans un potentiel V en introduisant un indice de réfraction N .

Considérons un électron passant d'un milieu 1 plongé dans un potentiel constant V_1 avec une vitesse uniforme u_1 à un milieu 2 plongé dans un potentiel constant V_2 . La trajectoire de l'électron change alors soudainement à l'interface entre ces deux régions. Si l'on suppose que V_1 est plus grand que V_2 (tous deux étant positifs), la composante normale U_N de la vitesse diminue et l'électron est décéléré. La composante tangentielle u_T quant à elle est conservée à l'interface et on a donc : $u_{T,1} = u_{T,2}$. L'angle de réfraction α_2 dans le milieu 2 est tel que $\sin \alpha_2 = u_{T,2} / u_{N,2}$ (Figure A. 1). Puisque la vitesse est proportionnelle à la racine carré du potentiel, on vérifie par conséquent que $N_1 \sin \alpha_1 = N_2 \sin \alpha_2$ qui est la loi de Snell-Descartes de l'optique géométrique.

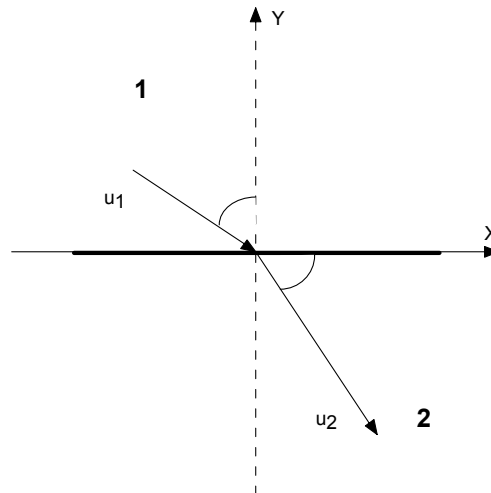


Figure A. 1 : Illustration de la loi de Snell-Descartes pour la propagation d'un électron passant d'un milieu d'indice N_1 à un milieu d'indice N_2 plus faible.

Annexe 2

Calcul de l'angle de diffusion moyen θ_n après n collisions

La conservation de l'énergie et du vecteur d'onde permet d'écrire les deux relations suivantes :

$$\begin{cases} k_1^2 + k_2^2 = k_1'^2 + k_2'^2 \\ \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1' + \vec{k}_2' \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} k_1^2 + k_2^2 = k_1'^2 + k_2'^2 \\ k_{1t} + k_{2t} = k_{1t}' + k_{2t}' \\ k_{1l} + k_{2l} = k_{1l}' + k_{2l}' \end{cases}$$

Avec les conditions initiales

$$\begin{cases} k_{2l} = k_{2t} = k_{1t} = 0 \\ k_{1l} = k_1 \end{cases}$$

on obtient :

$$\begin{cases} k_1^2 + k_2^2 = k_1'^2 + k_2'^2 \\ 0 = k_{1t}' + k_{2t}' \\ k_1 = k_{1l}' + k_{2l}' \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} k_1^2 + k_2^2 = k_1'^2 + k_2'^2 \\ k_{1t}' = -k_{2t}' = k_t' \\ k_1 = k_{1l}' + k_{2l}' \end{cases}$$

On en déduit donc que

$$\begin{cases} k_1'^2 = k_{1l}'^2 + k_{2l}'^2 = k_1^2 \frac{1 + \frac{E_p - \varepsilon}{E_F}}{1 + \frac{E_p}{E_F}} \\ k_2'^2 = k_{2l}'^2 + k_{2t}'^2 = k_F^2 \frac{1 + \frac{\varepsilon}{E_F}}{2} \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} k_{1l}'^2 = k_1^2 \frac{1 + \frac{E_p - \varepsilon}{E_F}}{1 + \frac{E_p}{E_F}} - k_t'^2 \\ k_{2l}'^2 = k_F^2 \frac{1 + \frac{\varepsilon}{E_F}}{2} - k_t'^2 \end{cases}$$

D'où

$$\begin{cases} (k_{1l}' - k_{2l}') = k_1 \left(\frac{\frac{E_p - 2\varepsilon}{E_F}}{1 + \frac{E_p}{E_F}} \right) \\ (k_{1l}' + k_{2l}') = k_1 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} k_{1l}' = \frac{k_1}{2} \left(\frac{1 + \frac{2(E_p - \varepsilon)}{E_F}}{1 + \frac{E_p}{E_F}} \right) \\ k_{2l}' = \frac{k_1}{2} \left(\frac{1 + \frac{2\varepsilon}{E_F}}{1 + \frac{E_p}{E_F}} \right) \end{cases}$$

Par conséquent,

$$\cos(\theta_1) = \frac{k'_{11}}{k'_1} = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \frac{2(E_p - \varepsilon)}{E_F}}{\sqrt{\left(1 + \frac{E_p - \varepsilon}{E_F}\right) \left(1 + \frac{E_p}{E_F}\right)}} \right)$$

Par récurrence, on obtient facilement :

$$\cos(\theta_n) = \frac{k'_{11}}{k'_1} = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \frac{2(E_p - n\varepsilon)}{E_F}}{\sqrt{\left(1 + \frac{E_p - n\varepsilon}{E_F}\right) \left(1 + \frac{E_p - (n-1)\varepsilon}{E_F}\right)}} \right)$$

Annexe 3

Incertitude δP_0 sur la mesure de la polarisation

Cas où la mesure est limitée par le bruit de grenaille :

L'asymétrie est définie par $A = \frac{I_C^+ - I_C^-}{I_C^+ + I_C^-} = P_0 \cdot S$

L'incertitude sur la mesure de la polarisation est $\delta P_0 = \frac{1}{S} \cdot \delta A$ avec

$$\delta A = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial I_C^+}\right)^2 (I_C^+)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial I_C^-}\right)^2 (I_C^-)^2}$$

Comme $(\partial I_C^\pm)^2 = 2e\Delta\nu I_C^\pm + 2e\Delta\nu T^2 I_E$

$$\delta A = \sqrt{\left(\frac{2I_C^-}{(I_C^+ + I_C^-)^2}\right)^2 (2e\Delta\nu I_C^+ + 2e\Delta\nu T^2 I_E) + \left(\frac{-2I_C^+}{(I_C^+ + I_C^-)^2}\right)^2 (2e\Delta\nu I_C^- + 2e\Delta\nu T^2 I_E)}$$

$$\delta A = \sqrt{\frac{4}{(I_C^+ + I_C^-)^3} (2e\Delta\nu I_C^+ I_C^-) + \frac{4}{(I_C^+ + I_C^-)^4} (2e\Delta\nu T^2 I_E) \left(2I_C^+ I_C^- \left(\frac{1 + P_0^2 S^2}{1 - P_0^2 S^2}\right)\right)}$$

$$\delta A = \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{T I_E} (1 - P_0^2 S^2) + \frac{2e\Delta\nu}{T^2 I_E^2} (1 + P_0^2 S^2) \times 2T^2 I_E}$$

$$\text{D'où } \delta P_0 \approx \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{T I_E S^2} + \frac{4e\Delta\nu}{S^2 I_E}} = \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{T I_E S^2} (1 + 2T)} \text{ avec l'hypothèse } 1 \gg P_0^2 S^2.$$

Cas où la mesure est limitée par le bruit de grenaille et le bruit thermique :

Comme $(\partial I_C^\pm)^2 = 2e\Delta\nu T I_E (1 + T) + \frac{4k_B \tau \Delta\nu}{R_0}$

$$\delta A = \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{T I_E} (1 - P_0^2 S^2) + \frac{2e\Delta\nu}{T^2 I_E^2} (1 + P_0^2 S^2) \times 2 \left(T^2 I_E + \frac{2k_B \tau}{e R_0}\right)}$$

$$\text{D'où } \delta P_0 \approx \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{T I_E S^2} + \frac{4e\Delta\nu}{S^2 I_E} + \frac{8e k_B \tau \Delta\nu}{e R_0 S^2 T^2 I_E^2}} = \sqrt{\frac{2e\Delta\nu}{T I_E S^2} \left(1 + 2T + \frac{4k_B \tau}{e R_0 T I_E}\right)}$$

Cas où la mesure est limitée par le bruit de grenaille, le bruit thermique et le bruit de la chaîne de détection :

$$\text{Comme } (\partial I_C^\pm)^2 = 2e\Delta v T I_E (1 + T) + \frac{4k_B \tau \Delta v}{R_0} + (\delta i)^2 \Delta v + \frac{(\delta v)^2 \Delta v}{R_0^2}$$

$$\delta A = \sqrt{\frac{2e\Delta v}{T I_E} (1 - P_0^2 S^2) + \frac{2e\Delta v}{T^2 I_E^2} (1 + P_0^2 S^2)} \times 2 \left(T^2 I_E + \frac{2k_B \tau}{e R_0} + \frac{(\delta i)^2}{2e} + \frac{(\delta v)^2}{2e R_0^2} \right)$$

$$\text{D'où } \delta P_0 \approx \sqrt{\frac{2e\Delta v}{T I_E S^2} + \frac{4e\Delta v}{S^2 I_E} + \frac{8ek_B \tau \Delta v}{e R_0 S^2 T^2 I_E^2} + \frac{2e\Delta v (\delta i)^2}{T^2 I_E^2 S^2} + \frac{2e\Delta v (\delta v)^2}{T^2 I_E^2 S^2 R_0^2}}$$

$$\delta P_0 \approx \sqrt{\frac{2e\Delta v}{T I_E S^2} \left(1 + 2T + \frac{4k_B \tau}{e R_0 T I_E} + \frac{(\delta i)^2}{e T I_E} + \frac{(\delta v)^2}{e T I_E R_0^2} \right)}$$

Références bibliographiques

Introduction

1. G. Busch, M. Campagna, P. Cotti and H. C. Siegmann, *Observation of electron polarization in photoemission*, Phys. Rev. Lett. **22**, 597 (1969).
- ². H. Alder, M. Campagna, and H. C. Siegmann, *Spin polarization of photoelectrons from cesiated Fe, Co, and Ni*, Phys. Rev. B **8**, 2075 (1973).
3. M. Jullière, *Tunneling between ferromagnetic films*, Phys. Lett. **54A**, 225 (1975).
4. G. Lampel, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
5. R. R. Parsons, *Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence*, Phys. Rev. Lett. **23**, 1152 (1969).
6. F. Meier et B. P. Zakharchenya, *Optical Orientation*, Modern problems in Condensed Matter Sciences, edited by V. M. Agranovich and A. A. Maradudin. Vol. **8**. North-Holland, Amsterdam 1984.
7. M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors*, Sov. Phys. Solid State, Vol. **13**, 3023 (1972).
8. G. Fishman and G. Lampel, *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*, Phys. Rev. B **16**, 820 (1977).
9. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, *Giant magnetoresistance of (001) Fe / (001) Cr magnetic superlattices*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
10. J. M. D. Coey, *Materials for spin electronics*, E. Steinbeiss, *Thin film deposition techniques (PVD)* and C. Fermon, *Micro- and nanofabrication techniques*, in Spin electronics, edited by M. Ziese and M. J. Thornton, Springer, Berlin 2001.
11. G. A. Prinz, *Magnetoelectronics*, Science **282**, 1660 (1998).
12. N. García, M. Muñoz, and Y.-W. Zhao, *Magnetoresistance in excess of 200% in ballistic Ni nanocontacts at room temperature and 100 Oe*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2923 (1999).
13. S. Takahashi and S. Maekawa, *Effect of coulomb blockade on magnetoresistance in ferromagnetic tunnel junctions*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1758 (1998).
14. D. J. Monsma, J. C. Lodder, Th. J. A. Popma, B. Dieny, *Perpendicular hot-electron spin-valve effect in a new magnetic sensor: the spin valve transistor*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5260 (1995).
15. A. van der Sluijs, *Transmission d'électrons polarisés de spin au travers de structures ultraminces or/cobalt*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1996).
16. A. Filipe, *Jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur : structure et magnétisme d'interface, transport électronique et dépendance en spin*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1997).
17. C. Cacho, *Effet de filtre à spin dans les métaux ferromagnétiques par transmission d'électrons de très basse énergie*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2000).
18. T. Wirth, *Etude du transport d'électrons polarisés en spin dans les hétéro-structures métal ferromagnétique / semi-conducteur pour l'obtention de nouveaux composants électroniques*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2000).

Chapitre I

1. J. Kessler, *Polarized electrons*, second edition, Springer-Verlag, Berlin, 1985.
2. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid state physics*, Saunders College Publishing, 1976.
3. R. Knorren, K. H. Bennemann, R. Burgermeister and M. Aeschlimann, *Dynamics of excited electrons in copper and ferromagnetic transition metals: theory and experiment*, Phys. Rev. B. **61**, 9427 (2000).
4. R. L. Long, Jr., V. W. Hughes, J. S. Greenberg, I. Ames and R. L. Christensen, *Polarization of photoelectrons from magnetized nickel*, Phys. Rev. **138** A1630 (1965).
5. G. Busch, M. Campagna, P. Cotti and H. C. Siegmann, *Observation of electron polarization in photoemission*, Phys. Rev. Lett. **22**, 597 (1969).
6. H. Alder, M. Campagna, and H. C. Siegmann, *Spin polarization of photoelectrons from cesiated Fe, Co, and Ni*, Phys. Rev. B. **8**, 2075 (1973).
7. David R. Penn, S. Peter Apell and S. M. Girvin, *Spin polarization of secondary electrons in transition metals: theory*, Phys. Rev. B. **32**, 7753 (1985).
8. D. P. Pappas, K.-P. Kämper, B.P. Miller, H. Hopster, D.E. Fowler, C.R. Brundle, A.C. Luntz and Z.-X. Shen, *Spin-dependent electron attenuation by transmission through thin ferromagnetic films*, Phys. Rev. Lett. **66**, 504 (1991).
9. D. T. Pierce and H. C. Siegmann, *Hot-electron scattering length by measurement of spin polarization*, Phys. Rev. B. **9**, 4035 (1974).
10. E. Vescovo, C. Carbone, U. Alkemper, O. Rader, T. Kachel, W. Gudat and W. Eberhard, *Spin-dependent electron scattering in ferromagnetic Co layers on Cu (111)*, Phys. Rev. B **52**, 13 497 (1995).
11. M. Getzlaff, J. Bansmann and G. Schönhense, *Spin-polarization effects for electrons passing through thin iron and cobalt film*, Solid State Communications **87**, 467 (1993).
12. J. C. Gröbli, D. Guarisco, S. Frank and F. Meier, *Spin-dependent transmission of polarized electrons through a ferromagnetic iron film*, Phys. Rev. B. **51**, 2945 (1995).
13. G. Schönhense and H. C. Siegmann, *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization*, Ann. Phys. (Leipzig) **2**, 465 (1993).
14. H.-J. Drouhin, *Low-energy electron mean free path and its spin dependence in transition metals*, Phys. Rev. B **56** (23), 14886 (1997).
15. H.-J. Drouhin, *Total scattering cross section of spin-polarized low-energy electrons in transition metals*, Phys. Rev. B **62**, 556 (2000).
16. M. Aeschlimann, M. Bauer, S. Pawlik, W. Weber, R. Burgermeister, D. Oberli and H. C. Siegmann, *Ultrafast spin-dependent electron dynamics in fcc Co*, Phys. Rev. Lett. **79**, 5158 (1997).
17. H. Kanter, *Slow-electron mean free paths in aluminium, silver, and gold*, Phys. Rev. B **1**, 522 (1970).
18. Y. Lassailly, H.-J. Drouhin, A. J. van der Sluijs, G. Lampel and C. Marlière, *Spin-dependent transmission of low-energy electrons through ultrathin magnetic layers*, Phys. Rev. B. **50**, 13054 (1994).
19. D. Oberli, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmann, *Transmission and spin motion electrons across ferromagnets*, J. Magn. Magn. Mater, **198-199**, 140 (1999).
20. D. Oberli, R. Burgermeister, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmann, *Total scattering cross section and spin motion of low energy electrons passing through a ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4228 (1998).
21. W. Weber, S. Riesen and H. C. Siegmann, *Magnetization precession by hot spin injection*, Science. **291**, 1015 (2001).

22. A. van der Sluijs, *Transmission d'électrons polarisés de spin au travers de structures ultraminces or/cobalt*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1996).
23. H.-J. Drouhin, A. Van der Sluijs, Y. Lasailly and G. Lampel *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layer (invited)*, J. Appl. Phys. **79**, 4734 (1996).
24. C. Cacho, Y. Lasailly, H.-J. Drouhin, G. Lampel and J. Peretti, *Spin filtering of free electrons by magnetic multilayers: towards an efficient self-calibrated spin polarimeter*, Phys. Rev. Lett. **88**, 066601-1 (2002).
25. D. J. Monsma, J. C. Lodder, Th. J. A. Popma, B. Dieny, *Perpendicular hot-electron spin-valve effect in a new magnetic sensor: the spin valve transistor*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5260 (1995).
26. A. Filipe, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Nagle, J. Peretti, V. I. Safarov and A. Schuhl, *Spin-dependent transmission of electrons through the ferromagnetic metal base of a hot-electron transistorlike System*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2425 (1998).
27. A. Filipe, *Jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur : structure et magnétisme d'interface, transport électronique et dépendance en spin*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1997).

Chapitre II

1. C. Hermann and G. Lampel, *Optical pumping in semiconductors*, Ann. Phys. Fr. **10**, 1117 (1985).
2. F. Meier et B. P. Zakharchenya, éditeurs *Optical Orientation*. Modern problems in Condensed Matter Sciences, édité par V. M. Agranovich et A. A. Maradudin. Vol. **8**. North-Holland, Amsterdam 1984.
3. M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*, Sov. Phys. JETP, **33**, 1053 (1971).
4. G. Fishman and G. Lampel, *Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide*, Phys. Rev. B **16**, 820 (1977).
5. D. T. Pierce, F. Meier and P. Zürcher, *Negative electron affinity GaAs: a new source of spin-polarized electrons*, Appl. Phys. Lett. **26**, 670 (1975).
6. A. van der Sluijs, *Transmission d'électrons polarisés de spin au travers de structures ultraminces or/cobalt*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1996).
7. R. Houdré, *Photoémission de puits quantiques et de superréseaux GaAs/GaAlAs en état d'affinité électronique négative*, thèse d'Etat, Université de Paris-Sud, 1985.
8. O. Klemperer and M. E. Barnett, *Electron Optics*, third edition, Cambridge University Press, 1971.
9. E. Harting and F. H. Read, *Electrostatics Lenses*, Elsevier, Amsterdam, 1976.
10. H.-J. Drouhin and M. Eminyan, *Simple concepts in the measurement of the energy distribution and spin polarization of an electron beam*, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1052 (1986).
11. H.-J. Drouhin, *Sélection en énergie à très haute résolution des électrons émis par une photocathode d'arséniure de gallium en état d'affinité négative*, thèse de docteur-ingénieur, Ecole Polytechnique, 1982.
12. E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal-Semiconductor contacts*, Clarendon Press, Oxford 1988 (2nd Ed.).
13. A. Filipe, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Peretti, V. I. Safarov and A. Schuhl, *A new spin filter: the magnetic Schottky diode*, Proceedings of the MRS Spring Meeting (San Francisco, 1997).

Chapitre III

1. A. Filipe, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Peretti, V. I. Safarov and A. Schuhl, *A new spin filter: the magnetic Schottky diode*, Proceedings of the MRS Spring Meeting (San Francisco, 1997).
2. E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal-Semiconductor contacts*, Clarendon Press, Oxford 1988 (2^e ed.).
3. D. P. Woodruff and T. A. Delchar, *Modern techniques of surface science*, Cambridge University Press, edited by R. W. Cahn, E. A. Davis and I. M. Ward, 1986.
4. A. Filipe, *Jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur : structure et magnétisme d'interface, transport électronique et dépendance en spin*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1997).
5. J. J. Quinn, *Range of excited electrons in metals*, Phys. Rev. **126**, 1453 (1962).
6. D. R. Penn, *Electron mean-free-path calculations using a model dielectric function*, Phys. Rev. B **35**, 482 (1987).
7. D. R. Penn, *Electron mean free paths for free-electron-like materials*, Phys. Rev. B **13**, 5248 (1976).
8. M. P. Seah and W. A. Dench, *Quantitative electron spectroscopy of surfaces: a standard data base for electron inelastic mean free paths in solids*, Ann. Physik **1**, 2 (1979).
9. S. Tanuma, C. J. Powell and D. R. Penn, *Material dependence of electron inelastic mean free path at low energies*, J. Vac. Sci. Technol. A **8**, 2213 (1990).
10. M. Rocca, *Low-energy EELS investigation of surface electronic excitations on metals*, Surf. Sci. Reports **22** (1995).
11. H. Raether, *Excitation of plasmons and interband transitions by electrons*, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
12. N. F. Mott and H. S. W. Massey, *The theory of atomic collisions*, Oxford University Press, edited by N. F. Mott, E. C. Bullard and D. H. Wilkinson, third edition (1965).

Chapitre IV

1. G. Busch, M. Campagna, P. Cotti and H. C. Siegmann, *Observation of electron polarization in photoemission*, Phys. Rev. Lett. **22**, 597 (1969).
2. T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith and J. D. Walker, *Observation of strain-enhanced electron-spin polarization in photoemission from InGaAs*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2376 (1991).
3. T. Omori, Y. Kurihara, T. Nakanishi, H. Aoyagi, T. Baba, T. Furuya, K. Itoga, M. Mizuta, S. Nakamura, Y. Takeuchi, M. Tsubata and M. Yoshioka, *Large enhancement of polarization observed by extracted electrons from the AlGaAs-GaAs superlattice*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3294 (1991).
4. J. Kessler, *Polarized electrons*, seconde édition, Springer-Verlag, Berlin, 1985.
5. J. Kirschner, *Sources and detectors for polarized electrons*, in *Polarized electrons in surface physics*, édité par R. Feder, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapour, chapitre 5, 245 (1985).
6. G. Ghiringhelli, K. Larsson and N. B. Brookes, *High-efficiency spin-resolved and spin-integrated electron detection: parallel mounting on a hemispherical analyzer*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 4225 (1999).
7. G. C. Burnett, T. J. Monroe and F. B. Dunning, *High-efficiency retarding-potential Mott polarization analyzer*, Rev. Sci. Instrum. **65**, 1893 (1994).

8. S. Quiao, A. Kimura, A. Harasawa, M. Sawada, J.-G. Chung and A. Kakizaki, *A new compact electron spin polarimeter with a high efficiency*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 4390 (1997).
9. H. C. Siegmann, D. T. Pierce and R. J. Celotta, *Spin-dependent absorption of electrons in a ferromagnetic metal*, Phys. Rev. Lett. **46**, 452 (1981).
10. M. Erbudak and N. Müller, *An efficient low-energy electron-spin-polarization analyzer*, Appl. Phys. Lett. **38**, 575 (1981).
11. R. J. Celotta, D. T. Pierce, H. C. Siegmann and J. Unguris, *An electron spin polarization detector: spin-dependent absorption of a polarized electron beam*, Appl. Phys. Lett. **38**, 577 (1981).
12. D. T. Pierce, S. M. Girvin, J. Unguris and R. J. Celotta, *Absorbed current electron spin polarization detector*, Rev. Sci. Instrum. **52**, 1437 (1981).
13. H.-J. Drouhin, A. Van der Sluijs, Y. Lasailly and G. Lampel *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layer (invited)*, J. Appl. Phys. **79**, 4734 (1996).
14. A. Van der Sluijs, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lasailly and C. Marlière, *Spin-dependent electron transmission through ultra-thin magnetic layers: towards highly discriminative, compact spin detectors*, C. R. Acad. Sci. Paris, 753 (1994).
15. G. Schönhense and H. C. Siegmann, *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization*, Ann. Physik **2**, 465 (1993).
16. C. Cacho, Y. Lassailly, H.-J. Drouhin, G. Lampel and J. Peretti, *Spin filtering of free electrons by magnetic multilayers: towards an efficient self-calibrated spin polarimeter*, Phys. Rev. Lett. **88**, 066601 (2002).
17. I. Solomon, communication privée.
18. E. Rosencher, S. Delage, Y. Campidelli and F. Arnaud d'Avitaya, *Transistor effect in monolithic Si/CoSi₂/Si epitaxial structures*, Electron. Lett. **20**, 762 (1984).
19. H. Norde, J. de Sousa Pires, F. d'Heurle, F. Pesavento, S. Petersson and P. A. Tove, *The Schottky-barrier height of the contacts between some rare-earth metals (and silicides) and p-type silicon*, Appl. Phys. Lett. **38**, 865 (1981).
20. H. C. Siegmann *Ultrathin magnetic structures and spin filter* in "Selected Topics on Electron Physics" edited by D. M. Campbell and H. Kleinpoppen, Plenum Press, New York and London, 1996.
21. R. Balian, *Du microscopique au macroscopique*, pages 69 et 85, éditions Ellipses, Paris, 1982.
22. C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Laloë, *Mécanique quantique*, page 939, éditions Hermann, Paris, 1977.
23. H.-J. Drouhin, *Fundamentals of spin filtering in ferromagnetic metals with application to spin sensors*, in *Handbook of infrared technologies*, edited by H. Henini and M. Razeghi, Elsevier, 2003.
24. H.-J. Drouhin and N. Rougemaille, *Spin filtering in ferromagnetic bilayers*, J. Appl. Phys. **91**, 9948, 2002.
25. D. Oberli, R. Burgermeister, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmann, *Total scattering cross section and spin motion of low energy electrons passing through a ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4228 (1998).

Conclusion

1. H. Riechert, H.-J. Drouhin and C. Hermann, *Energy-resolved study of the spin precession in photoemission from activated (110) GaAs*, Phys. Rev. B **38**, 4136 (1988).
2. G. Lampel, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
3. S. F. Alvarado and P. Renaud, *Obervation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1387 (1992).
4. P. Bréchet, *Cathodoluminescence de GaAs à très basse énergie d'injection*, thèse de doctorat, Université Paris VI, 1989.
5. B. Fromme, H. Bromme, D. Göckel and W. Raith, *Emission of circularly polarized recombination radiation from p-doped GaAsP bombarded with longitudinally polarized electrons*, Phys. Lett. **A118**, 260 (1986).
6. B. Fromme, G. Baum, D. Göckel and W. Raith, *Emission of circularly polarized recombination radiation from p-doped GaAs and GaAs_{0,62}P_{0,38} under the impact of polarized electrons*, Phys. Rev. B **40**, 12312 (1989).
7. S. Datta and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*, App. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).

Transmission d'électrons chauds, polarisés de spin, dans des jonctions Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur

Résumé : L'objectif de ce travail est d'étudier les phénomènes de transport dépendant du spin qui interviennent lorsque des électrons énergétiques et polarisés de spin sont injectés depuis le vide dans une jonction Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur. L'expérience que nous avons réalisée consiste à mesurer l'intensité du courant transmis au travers de la couche magnétique et de la barrière Schottky en fonction de l'énergie d'injection.

Pour des énergies d'injection comprises entre quelques eV et 1 keV au-dessus du niveau de Fermi, nous avons mis en évidence des effets tout à fait inattendus dans des jonctions palladium / fer / arséniure de gallium. D'une part, la transmission (rapport du courant transmis au courant incident) qui est de 10^{-5} environ à basse énergie d'injection augmente sur plus de cinq ordres de grandeur pour des électrons d'énergie 1 keV. On se trouve alors dans une configuration où le courant collecté dans le semi-conducteur est supérieur au courant injecté depuis le vide. D'autre part, et c'est là l'originalité de ce travail, la dépendance en spin de la transmission, observée lorsque l'on modifie l'orientation relative de la polarisation de spin des électrons incidents et de l'aimantation du métal magnétique, augmente sur quatre ordres de grandeur dans le domaine d'énergie sondé.

Ces variations spectaculaires sont dues non seulement à la génération d'électrons secondaires dans la couche métallique, mais surtout à l'élargissement de la distribution en énergie des électrons à l'interface métal ferromagnétique / semi-conducteur. Cet élargissement a pour origine l'augmentation du libre parcours moyen des électrons avec l'énergie, l'apparition de différents mécanismes de collisions (notamment l'excitation de plasmons) qui peuvent devenir prépondérants, et enfin, l'anisotropie de la section efficace de collision qui favorise une diffusion "vers l'avant" lorsque l'énergie des électrons augmente. Ces changements dans les caractéristiques du transport tendent à retarder la relaxation de l'énergie des électrons injectés. Il résulte de ce "réchauffement" de la distribution électronique une augmentation du nombre d'électrons, ayant conservé la mémoire de la polarisation incidente, qui participent au courant transmis dans le semi-conducteur.

Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives dans le domaine de l'injection, du transport et de la manipulation de spin, mais également en matière d'application à la polarimétrie de spin.

Mots clés : transmission d'électrons polarisés de spin ; effet de filtre à spin ; couche mince magnétique ; jonction Schottky magnétique ; détecteur de spin.